

N° d'ordre: 201-2002

# THESE

Présentée devant

**l'Université de Lyon 1**

pour obtenir le grade de :

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE LYON 1  
Mention ASTROPHYSIQUE

par

FABIEN WERNLI

Titre de la thèse :



## LES COEURS EN CONTRE-ROTATION



Équipe d'accueil : TIGRE  
École Doctorale : Physique et Astrophysique  
Composante universitaire : UMR5574

Présentée le 28 Novembre 2002 devant la commission d'examen

M. :	FRANÇOIS	SIBILLE	Président
M. :	TIM	DE ZEEUW	Rapporteur
M. :	REYNIER	PELETIER	Rapporteur
M. :	ROLAND	BACON	Directeur de thèse
M. :	ERIC	EMSELLEM	Examineur



*“Le monde est composé de flesh et de molécules, et d’électricité, comme le Big-Bang tu vois,  
et tout ça ensemble, ça forme l’Univers.”*

J.C. VanDamme



# REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier l'ensemble de l'équipe TIGRE, dans le cadre de laquelle il a été très motivant de travailler, et grâce à laquelle j'ai eu la possibilité de réaliser des observations au CFHT, et d'assister à une conférence internationale. Un grand merci donc à mon "Directeur de thèse" Eric Emsellem, pour son soutien scientifique, son amitié et sa disponibilité au cours de ces deux ans. Merci à Emmanuel Pecontal pour son soutien "moral" et sa cohabitation amicale dans notre bureau. Merci à Arlette Pecontal pour sa disponibilité concernant les aspects techniques de la programmation (elle a déjà trop à faire comme ça)...

Merci beaucoup à Pierre Ferruit pour son aide inconditionnelle et notamment pour ses remplacements à mes vacances... Un grand merci à Yannick Copin pour son aide technique notamment sur mon article, pour sa disponibilité (même s'il faut insister un peu...) et pour être le Guru L<sup>A</sup>T<sub>E</sub>X local (qui a dit que le look de ma thèse lui rappelait quelque-chose?). Merci à Thomas Statler, de visite à Lyon, notamment pour ses idées sur l'espace des orbites.

Merci à Christophe Bonnaud et *umilaa* ☞ pour leur amitié et pour baisser la moyenne d'âge à l'Observatoire... Un grand merci bien sûr à Roland Bacon, mon Directeur de Thèse, pour son recul, et les nombreuses relectures du manuscrit. Merci à Reynier Peletier, pour nos discussions sur le gaz, à Harald Kuntschner pour sa disponibilité et son aide sur les indices de raies. Mes pensées et mon coeur s'en vont vers Nathalie sans laquelle ce manuscrit n'aurait certainement jamais vu le jour. Je tiens également à remercier François Sibille pour sa participation au Jury. Je souhaite bien évidemment remercier Ellen Verolme et Michele Cappellari pour leur aide précieuse concernant la modélisation de Schwarzschild. Un petit clin d'oeil aussi à Beute et Mister Ben Moussa qui m'ont aidé sur d'autres plans.

Finalement un grand merci à celui qui aime bien se retrouver en bout de liste, Tim de Zeeuw, pour son aide de fond, et les nombreuses discussions scientifiques fructueuses que nous avons eues, sans oublier son accueil hospitalier à Leiden (la ville aux vélos).



# Table des matières

<b>Table des matières</b>	<b>i</b>
<b>Table des figures</b>	<b>v</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>ix</b>
<b>Introduction Générale</b>	<b>11</b>
1. Modèles de formation des galaxies . . . . .	11
2. Les coeurs cinématiquement distincts . . . . .	13
2.1. Historique des CDC . . . . .	14
2.2. Photométrie . . . . .	16
2.3. Cinématique . . . . .	17
2.4. Résultats individuels . . . . .	17
2.4.1. NGC 2663 et NGC 7626 . . . . .	17
2.4.2. NGC 4589 . . . . .	17
2.4.3. NGC 4278 . . . . .	18
3. La spectroscopie 3D comme outil d’exploration des CDC . . . . .	19
Références . . . . .	23
<b>I Méthodologie générale</b>	<b>25</b>
1. En attendant un détecteur 3D . . . . .	25
1.1. La spectroscopie longue-fente . . . . .	26
1.2. Différents types de spectrographes 3D . . . . .	26
2. Réduction des données intégrales de champ . . . . .	27
2.1. Modélisation de la fonction d’étalement de points . . . . .	28
2.2. Rééchantillonnage des données . . . . .	29
2.3. Extraction de la cinématique . . . . .	29
2.4. Estimation des erreurs . . . . .	30
3. Modèles dynamiques de Schwarzschild . . . . .	31
3.1. Problématique . . . . .	31
3.2. L’Equation de Boltzmann . . . . .	31
3.3. Intégrales du mouvement (IDM) et superposition orbitale . . . . .	32
Références . . . . .	32

	<b>II ngc 4621</b>	<b>35</b>
1.	Introduction . . . . .	35
2.	NGC 4621 avec OASIS en optique adaptative . . . . .	36
2.1.	Les données OASIS . . . . .	36
2.1.1.	Observation et Réduction . . . . .	36
2.1.2.	Estimation des erreurs . . . . .	36
2.1.3.	Cinématique . . . . .	37
2.2.	Données Photométriques supplémentaires . . . . .	37
2.3.	Données cinématiques supplémentaires . . . . .	37
2.4.	Homogénéisation des jeux de données . . . . .	38
2.5.	Résultats . . . . .	39
2.5.1.	OASIS . . . . .	39
2.5.2.	STIS . . . . .	40
2.5.3.	Images HST . . . . .	40
2.6.	Analyse générale . . . . .	42
3.	NGC 4621 et OASIS sans optique adaptative . . . . .	44
3.1.	Observation et Réduction . . . . .	44
3.2.	Résultats . . . . .	44
3.2.1.	Cinématique . . . . .	44
3.2.2.	Indices de raies . . . . .	45
4.	NGC 4621 avec <b>saupron</b> . . . . .	46
4.1.	Données <b>saupron</b> . . . . .	46
4.1.1.	Observations et Réduction . . . . .	46
4.2.	Résultats . . . . .	48
5.	Modélisations dynamiques de NGC 4621 . . . . .	48
5.1.	Potentiel gravitationnel . . . . .	50
5.2.	Modèle de Jeans . . . . .	50
5.3.	Modèle à deux IDM . . . . .	52
5.3.1.	Résultats et Commentaires . . . . .	52
5.3.2.	Discussion et Conclusions . . . . .	53
5.4.	Modèle à trois IDM de Schwarzschild . . . . .	53
5.4.1.	Principe du modèle . . . . .	55
6.	Résultats et Discussion . . . . .	58
7.	Conclusion . . . . .	65
	Références . . . . .	67
	<b>III ngc 4150 et ngc 7332</b>	<b>69</b>
1.	NGC 4150 avec <b>saupron</b> . . . . .	70
1.1.	Données et Réduction . . . . .	70
1.2.	Résultats . . . . .	71
1.2.1.	Analyse . . . . .	71
2.	Modélisation dynamique . . . . .	74
2.1.	Modèle de Schwarzschild à trois IDM . . . . .	76
3.	NGC 7332 avec <b>saupron</b> . . . . .	81
3.1.	Données et Réduction . . . . .	81
3.2.	Cinématique . . . . .	83



Références . . . . .	87
<b>IV Modélisation des indices de raies</b>	<b>89</b>
1. Principe . . . . .	89
2. Résultats préliminaires . . . . .	91
3. Perspectives . . . . .	91
Références . . . . .	93
<b>Conclusion et Perspectives</b>	<b>95</b>
1. Interpréter les espaces orbitaux . . . . .	95
2. Contraindre des simulations numériques de fusions de galaxies . . . . .	96
2.1. Statistiques sur l'échantillon . . . . .	96
2.2. Indices de raies . . . . .	97
2.3. Modélisations triaxiales . . . . .	99
Références . . . . .	99
<b>Annexes</b>	<b>101</b>
A. A 60 pc counter-rotation core in NGC 4621 . . . . .	101
B. Détails techniques des spectrographes de type TIGRE . . . . .	113
B.1. <b>saupon</b> . . . . .	113
B.2. OASIS . . . . .	113
C. Implémentation d'une couche utilisateur sous MIDAS du code de superposition orbitale de Schwarzschild . . . . .	114



# Table des figures

1	Représentation schématique de l'arbre de fusion d'une galaxie. Chaque branche représente une galaxie. La largeur des branches est proportionnelle à la masse. Le temps s'écoule de haut en bas. Figure tirée de Lacey & Cole (1993). . . .	12
2	Champs reconstruits de vitesse et de dispersion des vitesses de NGC 2663 . .	18
3	Champs reconstruits de vitesse et de dispersion des vitesses de NGC 7626 . .	19
4	Champs reconstruits de vitesse et de dispersion des vitesses de NGC 4589 . .	20
5	Champs reconstruits de vitesse et de dispersion des vitesses de NGC 4278 . .	21
6	Champs <b>saupron</b> de vitesse et de dispersion des vitesses de NGC 4278 . . .	21
I.1	Principe de fonctionnement des spectrographes intégraux de champ de type TIGRE . . . . .	27
II.1	Rapport s/n du cube de NGC 4621 . . . . .	36
II.2	Homogénéisation des jeux de données : champ de vitesse de NGC 4621 : <b>saupron</b> et OASIS superposés . . . . .	38
II.3	Cinématique de NGC 4621 vue par OASIS en optique adaptative . . . . .	40
II.4	Profil central d'ellipticité de NGC 4621 . . . . .	41
II.5	Vitesse moyenne et dispersion des vitesses STIS de NGC 4621 . . . . .	41
II.6	Isocontours internes de NGC 4621 (WFPC2 F555W) . . . . .	42
II.7	Carte $V - I$ (WFPC2, filtres F555W et F814W de NGC 4621 . . . . .	43
II.8	Estimation du s/n sur le champ OASIS de NGC 4621 sans optique adaptative avant (cercles) et après rééchantillonnage (points). . . . .	45
II.9	Rééchantillonnage du champ de NGC 4621 observé avec OASIS sans optique adaptative . . . . .	46
II.10	Champs de vitesse, dispersion, $h_3$ et $h_4$ de NGC 4621 vue par OASIS sans optique adaptative . . . . .	47
II.11	Indices de raies de NGC 4621 vus par OASIS sans optique adaptative. . . . .	47
II.12	Rapport s/n du cube <b>saupron</b> de NGC 4621, avant (cercles) et après (points) rééchantillonnage bidimensionnel. . . . .	48
II.13	Cinématique de NGC 4621 avec <b>saupron</b> . . . . .	49
II.14	Indices de raies de NGC 4621 vue par <b>saupron</b> . . . . .	49
II.15	Ajustement MGE de NGC 4621 . . . . .	51
II.16	Ajustement d'un modèle de FD à deux IDM de NGC 4621 . . . . .	54
II.17	Modèle à deux IDM de NGC 4621 sur le champ OASIS avec optique adaptative . . . . .	55

Table des figures

II.18	Courbes de niveaux du $\chi^2$ de la grille des modèles à trois IDM de Schwarzschild pour NGC 4621. Le contour épais représente l'intervalle de confiance à $3\sigma$ . . .	58
II.19	Modèle à trois IDM de Schwarzschild de NGC 4621 . . . . .	59
II.20	Coupe des données <b>saupron</b> de NGC 4621 le long des axes principaux de la galaxie . . . . .	60
II.21	Modèle à trois IDM de NGC 4621 sur le champ OASIS . . . . .	61
II.22	Espace orbital du modèle à 3 IDM de NGC 4621 . . . . .	63
II.23	Correspondance des énergies et des rayons circulaires (en haut), fraction orbitale pour les orbites à $L_z < 0$ (en bas). . . . .	64
II.24	Profil en énergie de la fraction des orbites à fort moment cinétique du modèle de Schwarzschild à trois IDM de NGC 4621. . . . .	65
III.1	s/n des observations <b>saupron</b> de NGC 4150 . . . . .	70
III.2	Cinématique de NGC 4150 vue par <b>saupron</b> . . . . .	71
III.3	Indices de raies de NGC 4150 vue par <b>saupron</b> . . . . .	72
III.4	Coupes le long des axes principaux de NGC 4150 des indices de raies mesurés avec <b>saupron</b> . . . . .	72
III.5	Courbe de vitesse nulle et isocontours de la dispersion des vitesses de NGC 4150	73
III.6	Carte de couleurs $V - I$ de NGC 4150 vue avec le télescope spatial . . . . .	75
III.7	Spirale au sein de NGC 4150 vue avec le télescope spatial . . . . .	75
III.8	Modèle MGE de la distribution de lumière de NGC 4150 . . . . .	76
III.9	Influence du rapport masse/luminosité sur le $\chi^2$ des modèles à 3 IDM de NGC 4150 avec 1960 orbites. La masse du trou noir n'est pas contrainte, comme le montrent les points très rapprochés pour un même rapport masse/luminosité.	77
III.10	Influence de l'angle d'inclinaison $i$ sur la qualité de l'ajustement du modèle de Schwarzschild à trois IDM sur les données <b>saupron</b> de NGC 4150 . . . . .	78
III.11	Modèle à trois IDM de Schwarzschild de NGC 4150 . . . . .	79
III.12	Coupe des données <b>saupron</b> de NGC 4150 le long des axes principaux de la galaxie . . . . .	80
III.13	Espace des poids orbitaux du modèle à 3 IDM de NGC 4150 . . . . .	81
III.14	Fraction d'orbites circulaires ( $L_z$ élevé) en fonction du rayon du modèle de Schwarzschild à trois IDM de NGC 4150. . . . .	82
III.15	Champs des paramètres cinématiques de NGC 7332 avec <b>saupron</b> (Figure tirée de la thèse de Falcón-Barroso (2002)). . . . .	82
III.16	Agrandissement de la partie centrale du champ <b>saupron</b> de NGC 7332, ainsi que les données STIS de la vitesse le long du grand axe (Figure tirée de la thèse de Falcón-Barroso (2002)). . . . .	83
III.17	Modèle de Schwarzschild à trois IDM de NGC 7332 et sa comparaison avec les données STIS et <b>saupron</b> . . . . .	84
III.18	Espace orbital de NGC 7332 . . . . .	85
III.19	Nombre d'orbites circulaires en fonction du rayon du modèle de Schwarzschild à trois IDM de NGC 7332. . . . .	86
IV.1	Matrice orbitale $[A_{ij}]$ typique d'un modèle de schwarzschild dynamique. . . .	90
IV.2	Ajustement Schwarzschild de la carte <b>saupron</b> de l'indice de raie $H_\beta$ pour NGC 4150 . . . . .	92

*Table des figures*

---

1	Histogramme de la taille des CDC de l'échantillon . . . . .	96
2	Corrélation entre la taille des CDC ( $R_0$ ) et le rayon de coeur $R_b$ . . . . .	97
3	Coupe de l'indice $Mg_2$ de NGC 4621 le long du grand axe . . . . .	98
4	Contour critique $Mg_2$ de NGC 4621 . . . . .	99




# *Liste des tableaux*

(i)	Définitions liées aux coeurs cinématiquement découplés. . . . .	14
(ii)	Liste des coeurs cinématiquement découplés . . . . .	15
I.1	Caractéristiques des différents instruments de type tigre. . . . .	28
I.2	Résumé des grandeurs physiques importantes que l'on peut mesurer et leur correspondance avec la FD . . . . .	31
II.1	Modèle photométrique MGE de NGC 4621 dans la bande $V$ . . . . .	52
II.2	Détails de la modélisation de Schwarzschild de NGC 4621 . . . . .	57
III.1	Modèle photométrique MGE de NGC 4150 dans la bande $I$ . . . . .	76
B..1	Détails des différents modes du spectrographe <b>sapou</b> . . . . .	113
B..2	Détails des différents modes du spectrographe OASIS. . . . .	113





# Introduction Générale

 our plusieurs raisons observationnelles et théoriques, les astronomes ont l’habitude de séparer les galaxies en deux classes. Il s’agit des galaxies *précoces* et *tardives*, qui correspondraient aux galaxies elliptiques, et spirales respectivement.

Cette classification vient de Hubble (1922, 1926), qui proposait alors la première théorie évolutive selon laquelle les galaxies les plus jeunes de l’univers seraient peu structurées, comme les elliptiques, alors qu’elles se transformeraient au fil du temps en objets plus complexes comme les spirales, ou les barrées (classification en types de Hubble). Il apparaît de nos jours que cette conclusion est erronée. On sait que les processus conditionnant la morphologie et la dynamique des galaxies sont nombreux et complexes. Le type de Hubble est notamment fortement influencé dans un amas galactique par la densité de ce dernier (Dressler 1980). Ainsi, plus la densité augmente, plus le nombre de spirales diminue en faveur d’elliptiques. L’idée de Hubble était basée uniquement sur la morphologie de ces galaxies, alors que de nos jours, l’on a accès à des instruments permettant par exemple d’observer la vitesse stellaire et/ou gazeuse de chaque point de la galaxie grâce à la spectroscopie 3D (S3D), et non uniquement son intensité ou sa couleur. Ce développement technologique est assez récent (Courtes 1982), et s’impose lentement comme le successeur de la spectroscopie longue fente. Il permettra d’augmenter nos connaissances dans le contexte de la formation et de l’évolution des galaxies.

## 1. Modèles de formation des galaxies

La question sur la formation et l’évolution des galaxies est l’un des grands enjeux en astrophysique contemporaine. Le point de départ de la théorie actuelle est la donnée du spectre de fluctuations de la densité de matière noire dans l’univers précoce, ainsi que les paramètres de densité d’énergie, constituant le contexte du modèle dit  $\Lambda$ -CDM (“Cold Dark Matter”). La théorie d’évolution prévoit ensuite que les surdensités locales s’effondrent par la force gravitationnelle, et forment des halos compacts de matière sombre et froide. L’ensemble de ces objets s’assemble dans l’espace dans des grandes structures, créant des régions plus denses en forme de grands filaments de matière (Dubinski 1999). La matière baryonique forme ensuite des étoiles et donc des galaxies, dont la vie est alors semée d’interactions avec les objets voisins (fusions mineures et majeures de galaxies, redistributions de gaz, etc.). L’ensemble de ces processus gravitationnels est alors regroupé dans ce que l’on appelle l’arbre de fusion et d’évolution des galaxies, symbolisant le fait qu’une galaxie à  $z = 0$  provient d’une multitude d’objets de faible masse ayant fusionné (Fig. 1).

Bien que la théorie hiérarchique de formation des galaxies permette d’expliquer la plupart des phénomènes observés, les détails de celle-ci sont encore peu contraints, et de nombreuses

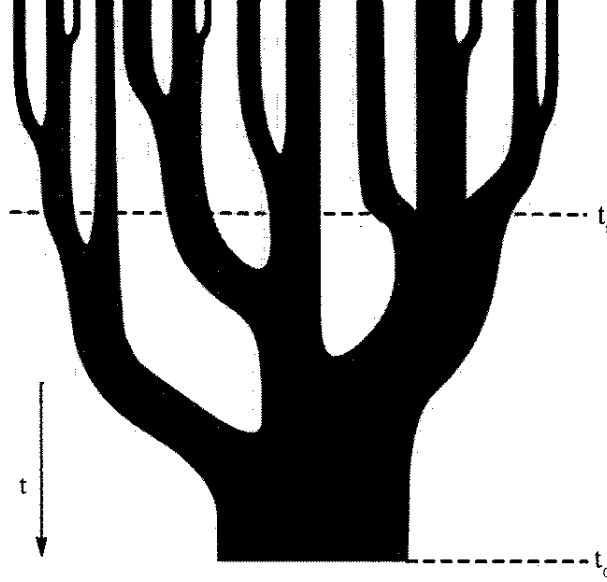


FIG. 1 – Représentation schématique de l'arbre de fusion d'une galaxie. Chaque branche représente une galaxie. La largeur des branches est proportionnelle à la masse. Le temps s'écoule de haut en bas. Figure tirée de Lacey & Cole (1993).

observations sont encore nécessaires. La question se pose donc sur la manière de contraindre ce modèle, et sur les moyens observationnels mis en oeuvre afin d'atteindre ce but. Une manière de procéder a été adoptée p.ex. par Le Fèvre et al. (2000), qui ont tenté d'obtenir de manière observationnelle le taux de fusion de galaxies en fonction de la distance (entre  $z = 0$  et  $z = 1$ ), en examinant des images HST et le rapprochement angulaire entre paires. Ils concluent que ce taux augmente très vite avec le décalage spectral (en  $(1+z)^{3.4}$ ) et qu'entre  $z = 1$  et  $z = 0$ , une galaxie est soumise en moyenne à une fusion. Un autre moyen est de s'intéresser à la cinématique des galaxies elliptiques, afin de détecter des indices éventuels d'interactions. Un exemple est la galaxie NGC 4365 observée avec le spectrographe intégral **saupron** (Davies et al. 2001) qui contient deux composantes stellaires avec des axes de rotation perpendiculaires, difficile à former sans invoquer de scénario de fusion. Kuijken et al. (1996) ont mené une étude sur un échantillon de 28 galaxies lenticulaires (S0) afin de dénombrer les objets comprenant des étoiles ou du gaz en contre-rotation. L'étude est basée sur l'examen du profil de vitesse le long de la ligne de visée (PVLV), de manière à détecter des structures à deux composantes distinctes. Ils trouvent qu'au plus 10% des galaxies S0 contiennent des étoiles en contre-rotation. Ce chiffre est très faible en considérant le fait que la moitié des processus de fusion devrait engendrer des étoiles en contre-rotation. Cependant, il se peut que de nombreux objets possèdent effectivement des étoiles sur des orbites rétrogrades, mais que la séparation des deux composantes du PVLV soit trop faible pour être détectable. Ces deux exemples montrent deux limitations essentielles qui biaisent notre vue du problème : (1) la plupart des observations cinématiques des galaxies elliptiques ont été effectuées en utilisant la spectrographie longue-fente, et limitent donc l'étude à un ou plusieurs axes de l'objet en question, et (2) le manque de résolution spectrale peut masquer l'existence d'étoiles en contre-rotation dans le PVLV. Dans ce contexte général nous allons tenter dans ce travail d'explorer un autre axe de recherche en étudiant plus en détail les objets comportant

des coeurs cinématiquement découplés (CDC) en leur sein. Ces objets montrent des signes très clairs d’interactions, leurs paramètres cinématiques étant souvent très perturbés : les objets contenant des coeurs en contre-rotation (CCR) montrent même une inversion de la rotation au sein de la galaxie, impliquant que la majorité des étoiles à cet endroit tournent dans le sens contraire (p.ex. IC 1459, Cappellari et al. 2001). L’étude de ces objets encore mal connus est donc extrêmement prometteuse et peut apporter de nombreux indices quant à la formation et l’évolution des galaxies, et donc contraindre les modèles hiérarchiques de formation. En effet, l’étude de l’échantillon total des CDC (Tableau (ii)) montre une grande variété dans la taille de ces sous-structures, et implique donc *a priori* des fusions de galaxies de masses diverses. Nous allons baser notre étude sur des données intégrales de champ, de manière à pallier au point (1) ci-dessus. En outre, nous allons réaliser des modélisations dynamiques de quelques CDC, et montrer qu’il est possible dans certains cas de détecter des étoiles en contre-rotation même si celles-ci restent invisibles sur le PVLV (point (2)). Ces modèles dynamiques devraient nous permettre de mettre en évidence la fraction de masse des étoiles provenant d’une éventuelle fusion, et donc de contraindre les simulations numériques. Nous allons dans un premier temps présenter un résumé sur les études qui ont été réalisées quant aux processus de formation de ces coeurs, ainsi qu’un historique des découvertes de tels objets.

## 2. Les coeurs cinématiquement distincts

Les CDC présentent en leur sein une modification drastique de leur mode de rotation, à partir d’un certain rayon critique. L’étude cinématique de ces objets semble en fait montrer un découplage total entre la cinématique extérieure de la galaxie et celle de son coeur. Cela se traduit en général sur des données longue fente de l’axe principal par une inversion de la vitesse de rotation (CCR), ou une accélération (coeurs en rotation prograde ou CPR) de celle-ci.

Comme il est résumé dans la thèse de Bak (2000), de nombreux auteurs ont proposé des mécanismes de formation de CDC à l’aide de simulations numériques. Selon les conclusions de Bak, en l’absence de frottement (accrétion sans dissipation) l’accrétion d’une galaxie elliptique satellite de petite taille par une galaxie elliptique plus grande ne peut former un CCR que dans 1% des cas, ce qui rend ce mécanisme de formation marginal. Il est également possible de former des CDC en réalisant la fusion de deux galaxies spirales contenant une masse significative sous forme de gaz (Bacells & González 1998). La composante cinématiquement distincte correspondrait alors à du gaz accrété au centre sous forme de disque ayant postérieurement formé des étoiles. L’avantage de ce scénario est la possibilité de créer un coeur plus rouge avec une métallicité plus élevée, comme c’est le cas pour plusieurs observations (p.ex. Bender & Surma 1992). D’autres scénarii permettent la formation d’un CDC sans qu’il y ait fusion, mais simplement par l’action de forces de marée lors du passage d’une autre galaxie (Hau & Thomson 1994), ou même sans interaction extérieure, par effondrement gravitationnel dans des conditions particulières (Harsoula & Voglis 1998).

L’ambition de ce travail n’est pas de confirmer ou d’invalidier tel ou tel scénario de formation des CDC, mais d’apporter de nouvelles données observationnelles et de nouveaux modèles afin d’obtenir des éléments de compréhension à ce sujet. Afin d’étudier en détail les CDC, il convient dans un premier temps de définir un certain nombre de concepts pour quantifier les paramètres globaux des CDC. Le tableau (i) résume ces paramètres en détail.

On peut rencontrer des objets pour lesquels les deux axes de rotation sont confondus,

Concept	Symbole	Définition
Type de rotation	“P” ou “R”	Prograde ou Rétrograde
Rayon critique	$R_0$	rayon où la vitesse s’annule ou rayon où la dérivée de la vitesse s’annule (selon P ou R)
Angle de rotation	$\Psi$	Angle entre l’axe de rotation global de la galaxie et l’axe de rotation du coeur

TAB. (i) – *Définitions liées aux coeurs cinématiquement découplés.*

voire même perpendiculaires (p.ex. NGC 4365, Davies et al. 2001), et les échelles rencontrées pour  $R_0$  sont diverses (cf. Tab (ii)). Cette étude aura pour but d’obtenir des conclusions quant aux points communs entre ces différents objets, à leur origine et donc à la légitimité de leur classement comme une famille d’objets possédant des processus physiques communs.

## 2.1. Historique des CDC

Depuis la fin des années 1970, des observations photométriques et spectroscopiques de galaxies elliptiques ont démontré que celles-ci n’étaient pas toutes de simples systèmes axisymétriques aplatis et tournant le long de leur petit-axe, comme on le supposait. D’une part certaines présentaient en effet des déformations photométriques brisant la symétrie axiale. D’autre part, la cinématique de certains objets a révélé que l’aplatissement de ceux-ci ne pouvait pas être expliqué uniquement par la rotation, et nécessitait par exemple que la dispersion des vitesses soit anisotrope (Illingworth 1977). Les années suivantes, quelques observations spectroscopiques ont révélé des cas de rotation le long du petit-axe<sup>a</sup>, portant à 10 le nombre d’objets de ce genre en 1988 (Wagner et al. 1988). Depuis, un grand nombre d’objets s’est ajouté à cette liste (voir p.ex. Bender et al. 1994), et la question est clairement posée sur le nombre de galaxies réellement axisymétriques. Parmi les objets de Wagner et al. (1988) se trouvent également les premiers CDC, qui ont été découverts peu après (p.ex. Bender 1988).

Le nombre de CDC ayant été découverts à ce jour est d’une trentaine environ. Le tableau (ii) en représente la totalité, accompagnés de leur paramètres. Comme la plupart des études se limite aux grand et/ou petit axes de la galaxie, l’angle  $\Psi$  ne peut être déterminé que dans de rares cas, contrairement à ce qui serait le cas pour des données intégrales de champ.

Ceci rend l’étude détaillée de la cinématique de ces objets difficile, et la dynamique ne peut être obtenue que de manière qualitative, la plupart des informations sur le PVLV restant inconnues. En effet, comme le montre Statler (1991), même avec six fentes disposées selon différents angles sur la galaxie, l’interprétation de la cinématique reconstruite sur tout le champ est périlleuse.

Nous allons rapidement énumérer la totalité des types de données qu’il est possible d’obtenir dans la littérature. Ensuite, étant donné le nombre d’objets et la quantité d’informations qu’il est possible de récupérer, il est clair que nous devons choisir un certain nombre de paramètres découlant de ces observations qui vont quantifier celles-ci. De cette manière il sera

<sup>a</sup> Un rotateur axisymétrique ne permet pas ce genre de comportement

## 2. Les coeurs cinématiquement distincts

Objet	D (Mpc)	Réf.	P/R	$\Psi$	$R_0$ (")	$R_0$ (pc)	$V_{max}$	$\sigma_0$ (km.s <sup>-1</sup> )	Référence
M31	0.77	(0)	P		1	3.7	150	360	Bacon et al. (2001b)
IC 1459	29.2	(1)	R		12	1700			Fraux & Illingworth (1988)
IC 4051	92.0	(2)	P		5	2230	30	260	Mehlert et al. (1998)
NGC 1399	20.0	(1)	R		4	390	10	350	D'Onofrio et al. (1995)
NGC 1404	21.1	(1)	R		2	200	<10	260	D'Onofrio et al. (1995)
NGC 1427	23.6	(1)	P		8	920	50	160	D'Onofrio et al. (1995)
NGC 1439	26.7	(1)	R		10	1300	25	160	Fraux et al. (1989)
NGC 1700	44.3	(1)	R		5	1070	20	230	Statler et al. (1996)
NGC 2434	21.6	(1)	P*		10	1050	20	260	Carollo & Danziger (1994b)
NGC 2663	27.4	(3)	R		(15)	(2000)	(20)	300	Carollo & Danziger (1994a)
NGC 2865	37.8	(1)	P		4	730	45	180	Hau et al. (1999)
NGC 3608	22.9	(1)	R		10	1110	20	200	Jedrzejewski & Schechter (1989)
NGC 4150	13.7	(1)	R	0	2.5	170	20		Cette étude
NGC 4278	16.1	(1)	R	5	30	2340	50	240	Davies & Birkinshaw (1988)
NGC 4365	20.4	(1)	R*	90	10	1000	40	290	Bender (1988)
NGC 4406	17.1	(1)	P*		6	500	50	260	Bender (1988)
NGC 4494	17.1	(1)	P		7	580	40	110 (150)	Bender (1988)
NGC 4552	15.3	(1)	P*		10	740	50	270	Forbes et al. (1995)
NGC 4589	22.0	(1)	P		5	530	50	225	Moellenhoff & Bender (1989)
NGC 4621	18.3	(1)	R		0.7	60	50	330	Wernli et al. (2002)
NGC 4816	88.3	(3)	R		4	1710	30	260	Mehlert et al. (1998)
NGC 5322	31.2	(1)	R*		12	1800	80	230	Bender (1988)
NGC 5813	32.2	(1)	P		(10)	(1500)	(80)	(220)	Efstathiou et al. (1982)
NGC 5982	44.9	(3)	R	90	7	1500	50	250	Wagner (1990), Statler (1991)+oost
NGC 7192	37.8	(1)	R*		15	2750	30	260	Carollo & Danziger (1994b)
NGC 7626	40	(3)	R	45	4	880	40	250	Balcells & Carter (1993)

TAB. (ii) – Liste des objets ayant un coeur cinématiquement distinct, avec leur distance (0 : Tonry et al. 2000), (1 : Tonry et al. 2001), (2 : Jensen et al. 2001), (3 : Prugniel & Simien 1996), leur mode de rotation (Prograde ou rétrograde ; une étoile signifie le fait que cette classification est mise en défaut du fait que la partie extérieure de la galaxie tourne très lentement), l'angle de position de l'axe de rotation du coeur, la taille de ce dernier en arcsecondes et en parsecs, la vitesse maximale du coeur, ainsi que la référence bibliographique de leur découverte.

possible d'effectuer des études statistiques de l'échantillon. Nous allons donc résumer la procédure qui permet d'obtenir ces paramètres, et éventuellement les traitements ultérieurs que nous leur appliquerons.

Nous tenons ici à préciser que dans l'état actuel des choses, il n'est pas possible d'obtenir un échantillon homogène, d'une part du fait que la totalité des données considérées provienne de sources diverses, et que d'autre part nous n'avons pas toujours recalculé les paramètres, mais nous nous sommes contentés de récupérer les valeurs rapportées dans la littérature.

## 2.2. Photométrie

Il convient ici de rappeler certains faits concernant la photométrie des galaxies elliptiques et en particulier leur profil de lumière. Si l'on appelle  $r$  la distance au centre d'une galaxie, son profil de lumière  $\Sigma(r)$  est en général bien ajusté par le profil analytique en  $r^{1/4}$  (de Vaucouleurs 1948) suivant :

$$\Sigma(r) = \Sigma_e \exp \left\{ -7.67 \left[ \left( \frac{r}{R_e} \right)^{1/4} - 1 \right] \right\}$$

où  $R_e$  est le rayon effectif (contenant la moitié de la lumière)

Cependant, des observations HST ont montré que ce profil de s'ajustait pas correctement dans le noyau de la plupart des galaxies elliptiques, et que la pente logarithmique était modifiée à l'intérieur d'un rayon critique  $R_b$  ( $b$  pour "break-radius"). En outre la modification de cette pente divise les elliptiques en deux catégories : les elliptiques cuspidés, avec une pente aigüe au centre, et les elliptiques dépourvues de coeur, avec une pente plus modeste. L'origine de cette dichotomie n'est toujours pas totalement comprise, ni le fait de savoir s'il s'agit d'un biais observationnel ou non. Le profil de luminosité devient la loi NUKER de l'équipe du même nom (Lauer et al. 1995, Byun et al. 1996) :

$$\Sigma(r) = \Sigma_b 2^{(\beta-\gamma)/\alpha} \left( \frac{R_b}{r} \right)^\gamma \left[ 1 + \left( \frac{r}{R_b} \right)^\alpha \right]^{(\gamma-\beta)/\alpha}$$

où  $\gamma$  et  $\beta$  sont les pentes asymptotiques à l'intérieur et à l'extérieur de  $R_b$  resp.  $\alpha$  représente la nature de la transition entre les deux pentes.

Il apparaît que les galaxies abritant un CDC n'appartiennent préférentiellement à aucune des deux catégories d'objets (Carollo et al. 1997). De plus, dans l'échantillon de 15 galaxies de la référence précédente, il semblerait qu'il n'y ait pas de corrélation entre les rayons critique  $R_b$  et du CDC  $R_0$ . Il sera donc intéressant de tester ce résultat dans notre échantillon plus large. En outre, de nombreux objets contiennent un disque stellaire de la même dimension que celle du CDC, bien que ce résultat doive encore être rendu significatif en étudiant la même propriété sur des objets "normaux".

En résumé, nous allons donc étudier les paramètres suivants pour notre échantillon :  $R_b$ ,  $R_e$  et la présence/absence d'un disque nucléaire.

### 2.3. Cinématique

Pour ce qui est de la cinématique, nous allons caractériser le CDC en utilisant les conventions citées en introduction (Tableau (i), p. 14). Ceci nous permettra de caractériser la taille cinématique du coeur, qu’il s’agira bien sûr d’exprimer en dimensions absolues (pc) afin de permettre une comparaison. En outre, dans le cas où plusieurs fentes sont disponibles, nous allons reconstruire les champs de vitesse et de dispersion en utilisant l’algorithme `triangulate` de *IDL* – qui est optimisé pour des données échantillonnées de manière irrégulière – afin de déterminer l’angle  $\Psi$  de rotation secondaire. Nous devons être prudents ici, cette interpolation étant peu précise.

En outre, nous allons lorsque que cela est possible extraire la valeur  $\sigma_c$  qui est une moyenne pondérée de la dispersion des vitesses centrales, et qui est liée à la masse du trou noir central par la relation  $\sigma - M_\bullet$  (Merritt & Ferrarese 2001).

### 2.4. Résultats individuels

Nous avons retrouvé dans la littérature 4 des objets de l’échantillon pour lesquels des observations existent pour plusieurs fentes. Nous précisons ici que la reconstruction n’est en aucun cas précise et ne peut pas remplacer des observations 2D. Mais faute d’avoir des observations intégrales, elles peuvent servir d’indicateur qualitatif quant à la valeur de l’angle  $\Psi$  et de la taille du coeur.

#### 2.4.1. NGC 2663 et NGC 7626

NGC 2663 fut observé par Carollo & Danziger (1994a), et nous avons reconstruit les champs de vitesse et de dispersion sur la figure 2.

Clairement pour cette galaxie, il semble que le champ de vitesse soit très complexe, présentant plusieurs maxima et minima. L’interpolation ne se fait que sur 3 axes, donc la qualité des champs est moindre. Il semble cependant clair que la dispersion des vitesses soit allongée le long du grand axe, et que celle-ci ne présente qu’un seul maximum centré en (0,0). Il semble par l’analyse du champ de vitesse également que  $\Psi \sim 0$ . Encore une fois, ces résultats ne sont que qualitatifs, mais apportent néanmoins quelques éléments.

NGC 7626 ressemble beaucoup à l’objet précédent dans le sens où la taille des coeurs est similaire (de l’ordre du kpc) et les champs cinématiques sont très complexes. En effet, il existe plusieurs minima et maxima. La différence est que pour NGC 7626, nous avons utilisé quatre fentes (Balcells & Carter 1993). Le résultat est présenté sur la figure 3. A nouveau, l’analyse du champ de vitesse est difficile. Par contre, le champ de dispersion révèle une structure à double-maximum le long du grand-axe, comme pour NGC 4150 (Fig. III.5, p. 73). Les augmentations de  $\sigma$  à l’extérieur du champ sont probablement des artéfacts : en effet dans ces régions, les erreurs de mesure sont très élevées. En résumé il s’agit donc d’un coeur découpé irrégulier à dispersion double-piquée.

#### 2.4.2. NGC 4589

Cet objet représente *a priori* un cas à part (c.f. Fig. 4). En effet outre le CDC en co-rotation aligné le long du grand-axe photométrique de la galaxie (donc  $\Psi = 0$ ), la courbe de vitesse nulle (CVN) est alignée selon un axe intermédiaire situé à 45 degrés. Il semblerait donc que la partie extérieure soit un rotateur triaxial, avec une partie centrale découpée. Une scénario

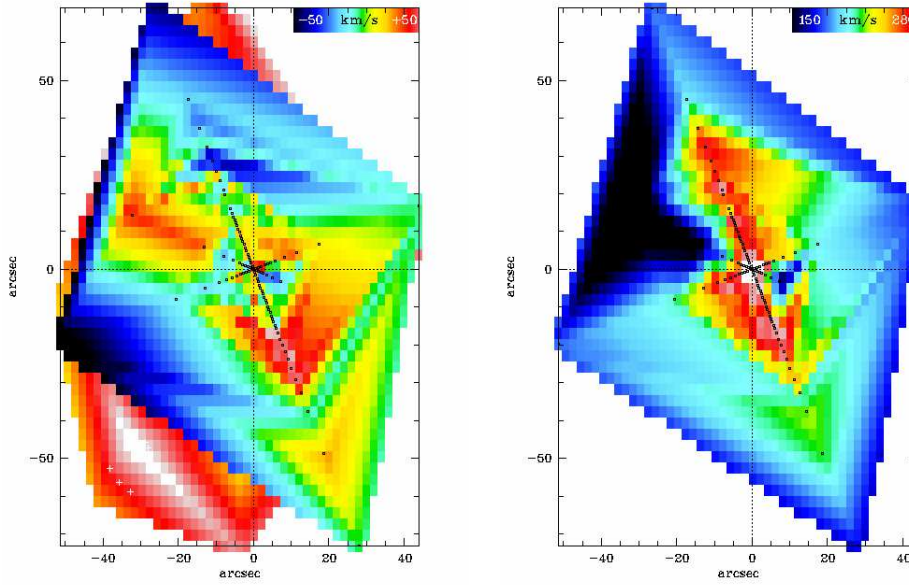


FIG. 2 – *Champs reconstruits de vitesse (gauche) et de dispersion des vitesses (droite) de NGC 2663. Les points représentent les données de Carollo & Danziger (1994a). Dans l'ordre à partir de l'axe horizontal dans le sens trigonométrique: petit axe (PA=21), grand axe (PA=111) et axe intermédiaire (PA=156).*

de fusion semble être probable selon les auteurs (Moellenhoff & Bender 1989), souligné par la présence d'une large (25'') bande de poussière le long du petit-axe. Le résultat inhabituel ici est que le CDC s'aligne parfaitement le long du grand-axe photométrique de la galaxie, alors que la partie extérieure suit une cinématique tout à fait triaxiale: l'axe de rotation se trouve à 45 degrés. Il semblerait donc que le CDC domine photométriquement la galaxie.

Notons pour terminer l'analyse que le champ de dispersion est également complexe, et l'état actuel des choses ne permet pas de conclure quant à sa géométrie et plus particulièrement à l'alignement.

Cette galaxie a été observée avec **SAURON**, et les données sont en cours de réduction. L'analyse des nouveaux champs cinématiques, et surtout des indices de raies devraient apporter de nouvelles conclusions. Notons que l'utilisation d'un modèle dynamique nécessite ici bien évidemment l'implémentation de la géométrie triaxiale, et cet objet pourrait bien s'avérer être un cas d'école pour ce genre de simulations.

#### 2.4.3. NGC 4278

Cet objet est un peu particulier, s'agissant d'une galaxie dont les parties extérieures ont une rotation presque nulle, alors que dans les 30'' centrales la vitesse peut atteindre  $50 \text{ km.s}^{-1}$ . Il n'est pas clair si l'on doit classer cet objet comme CDC ou plutôt comme déviation d'une courbe de rotation plate. Nous avons néanmoins reconstruit ses champs cinématique en utilisant les données de Davies & Birkinshaw (1988), et le résultat est présenté à la figure 5.

Il semblerait que l'angle de rotation soit  $\Psi = 0$ , en effet la CVN se trouve environ à 110 degrés. Le profil de dispersion présente une structure complexe avec plusieurs maxima,



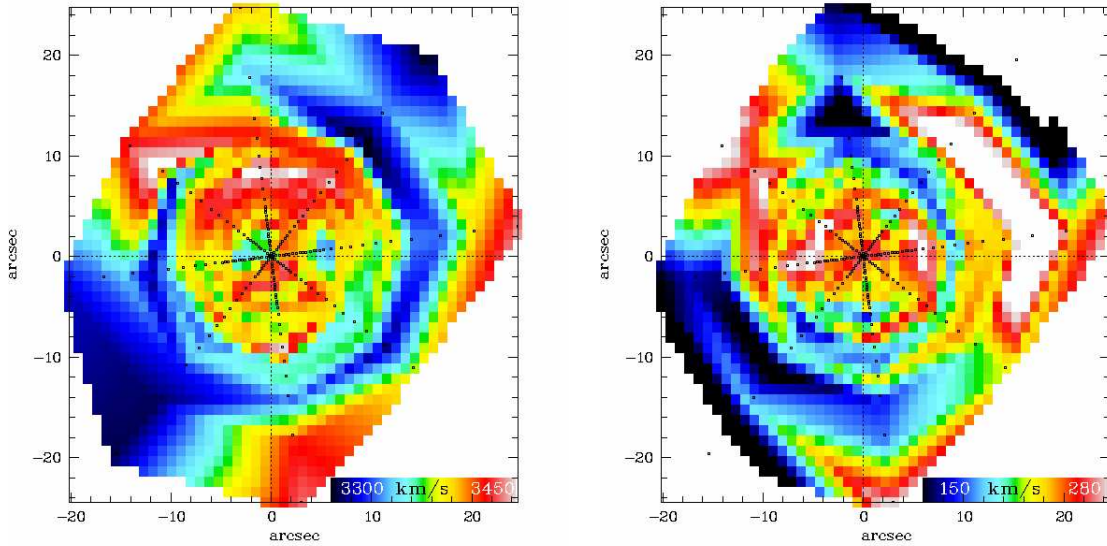


FIG. 3 – Champs reconstruits de vitesse (gauche) et de dispersion des vitesses (droite) de NGC 7626. Les points représentent les données de Balcells & Carter (1993). Dans l'ordre à partir de l'axe horizontal dans le sens trigonométrique: grand axe ( $PA=187^\circ$ ), axe intermédiaire ( $PA=232^\circ$ ), petit axe ( $PA=97^\circ$ ) et  $\mathcal{Z}$  axe intermédiaire ( $PA=142^\circ$ ).

mais il faut être encore une fois très prudent avant d'émettre des conclusions, les données de dispersion étant très bruitées (c.f. Davies & Birkinshaw 1988). Cet objet a également été observé avec **SADRON**, et nous présentons ici les champs reconstruits réduits par E. Emsellem (Fig. 6). La comparaison est extrêmement parlante, et démontre la nécessité d'utiliser la S3D. En effet, l'analyse préliminaire des champs des paramètres cinématiques du gaz montrent l'existence d'une barre. Nous allons par la suite (Chapitre II) montrer que pour certains objets, les structures internes peuvent être d'une taille angulaire extrêmement réduite, et nécessiter des données à haute résolution angulaire. La combinaison des spectrographes moyenne et haute résolution spatiale respectivement **SADRON** et OASIS permettent de rendre compte de ce besoin, et représentent donc un outil très puissant pour la détection et l'étude des coeurs cinématiquement distincts.

### 3. La spectroscopie 3D comme outil d'exploration des CDC

La S3D est un outil extrêmement puissant dans l'étude extragalactique, et notamment dans l'étude des CDC, comme l'exemple précédent nous l'a montré. Nous expliquerons au chapitre suivant succinctement le principe de fonctionnement de ce type de spectrographe. Pour l'instant, rappelons simplement qu'il permet d'obtenir l'information spectrale pour chaque point de l'image. Il existe deux manières d'interpréter les données qui en découlent : elle re-

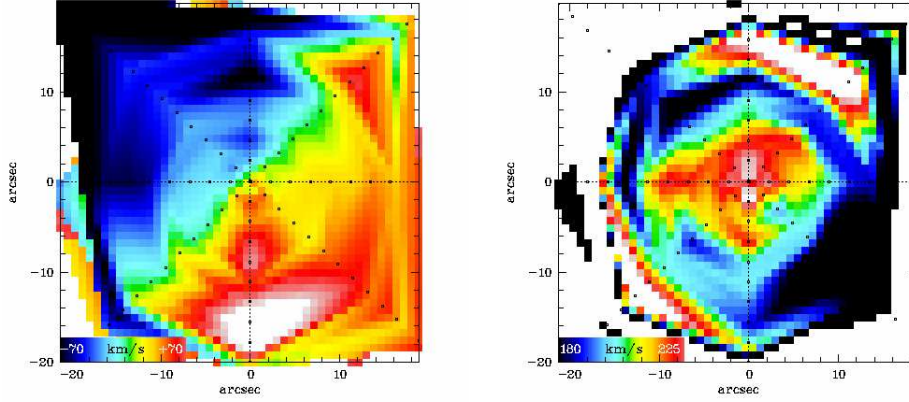


FIG. 4 – *Champs reconstruits de vitesse (gauche) et de dispersion des vitesses (droite) de NGC 4589. Les points représentent les données de Moellenhoff & Bender (1989). Dans l'ordre à partir de l'axe horizontal dans le sens trigonométrique : petit-axe photométrique (PA=178), axe intermédiaire (PA=223), grand-axe (PA=88) et 2<sup>e</sup> axe intermédiaire (PA=135). L'axe apparent de rotation nulle est le premier axe intermédiaire.*

vient soit à prendre simultanément une image dans chaque<sup>b</sup> longueur d'onde de la bande passante de l'instrument, soit à prendre simultanément un spectre pour chaque<sup>c</sup> point de la galaxie. Cela permet non seulement de prendre des images simultanément dans des bandes qui intéressent les astrophysiciens (bandes étroites comme [OIII] ou  $H_\beta$ ], ou bandes larges comme V ou I), qui permettent de déterminer des caractéristiques *morphologiques et physiques*, mais aussi d'extraire les paramètres cinématiques de la galaxie, comme la vitesse  $v_{LV}$ , et la dispersion des vitesses  $\sigma_{LV}$  le long de la ligne de visée (LV), donnant des informations sur la *dynamique* de ces galaxies.

Le projet **SAURON** (Bacon et al. 2001a, de Zeeuw et al. 2002) comprend un échantillon représentatif de 72 galaxies elliptiques et spirales. Son but est de se servir des spectrographes intégraux de champ **SAURON** et OASIS (Bacon et al. 2000), qui couvrent respectivement  $40'' \times 40''$  et  $9'' \times 9''$ , constituant deux instruments complémentaires du point de vue de la résolution spatiale, afin d'étudier de manière statistique ainsi qu'au cas par cas la dynamique et les populations stellaires de cet échantillon d'objets. L'enjeu est grand : une étude aussi complète du point de vue du nombre d'objets, de la qualité des données et de l'homogénéité de celles-ci n'a jamais été entreprise auparavant. On peut dès à présent établir la conclusion suivante : un faible pourcentage (environ 10%) des objets présentent une structure cinématique

<sup>b</sup> dans la mesure de la résolution *spectrale* de l'instrument : Si la bande passante est  $[\lambda_1, \lambda_2]$ , et la résolution spectrale  $\delta\lambda$ , on obtient une image pour tous les  $\lambda_i = \lambda_1 + (i - 1) \cdot \delta\lambda$

<sup>c</sup> dépendant de la résolution *spatiale* de l'instrument

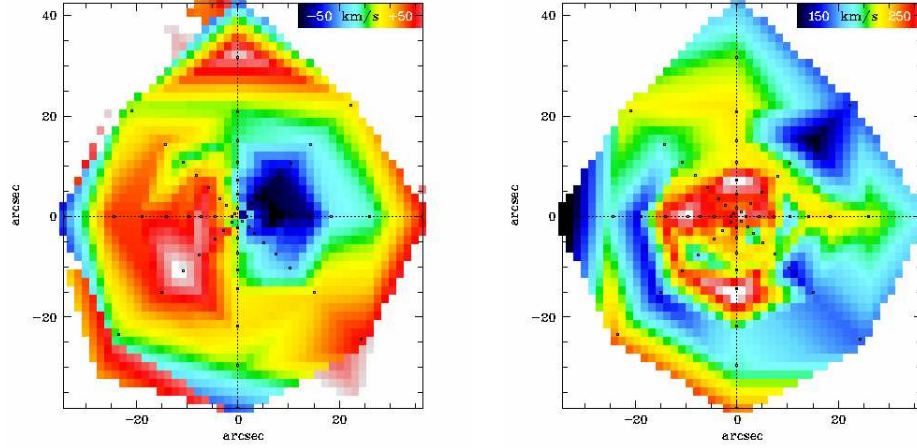


FIG. 5 – Champs reconstruits de vitesse (gauche) et de dispersion des vitesses (droite) de NGC 4278. Les points représentent les données de Davies & Birkinshaw (1988). Dans l'ordre à partir de l'axe horizontal dans le sens trigonométrique : axe ( $PA=180$ ), axe ( $PA=45$ ), axe ( $PA=90$ ) et axe ( $PA=135$ ). Le petit axe se trouve à un  $PA$  de 108 degrés.

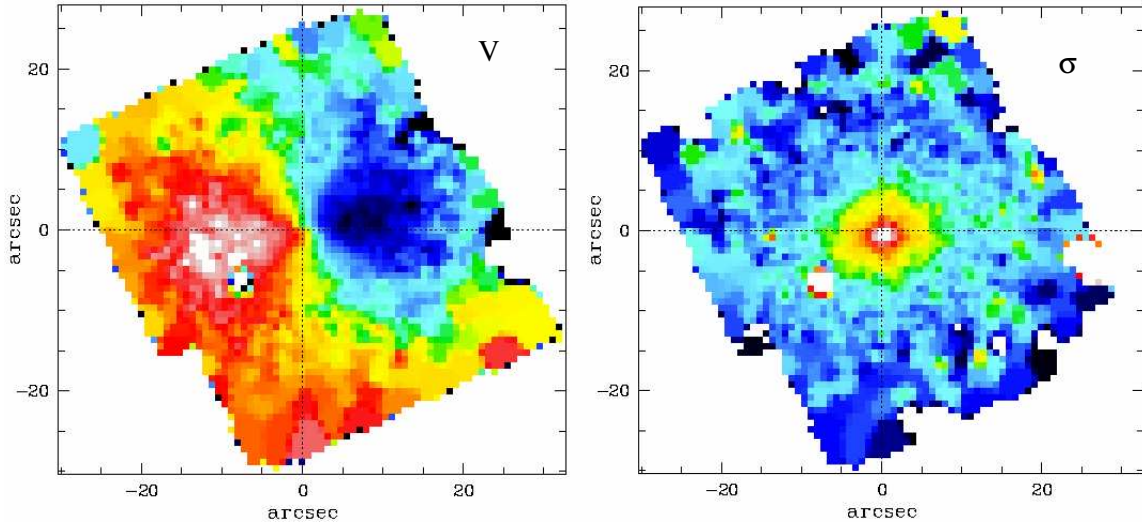


FIG. 6 – Champs **SAURON** de vitesse (gauche) et de dispersion des vitesses (droite) de NGC 4278. Le profil de dispersion n'a pas la structure complexe prévue par les données longue-fente (Fig. 5).

simple, c.-à-d. axisymétrique. En effet, même si la photométrie de ces objets semble indiquer une structure cinématique simple, ils montrent pour la plupart des signes de complexité multiples, comme des coeurs cinématiquement découplés, ou des profils de vitesses déformés. Nous allons dans cette étude utiliser les données découlant de ce sondage et présentant des signes de CDC.

Etant donné la grande diversité d'objets qui découle de ce genre de sondage, qui provient de l'usage de la spectroscopie intégrale, il devient clair qu'une nouvelle classification s'impose, qui prenne en compte la morphologie en plusieurs longueurs d'ondes de la galaxie, ainsi que sa dynamique. Nous allons apporter dans cette étude quelques éléments de réponse quant à la procédure de classification des CDC, en montrant qu'il sera nécessaire de classer les signatures dynamiques des structures découplées.

Le plan de travail sera le suivant : nous allons dans un premier chapitre expliciter les diverses méthodes utilisées autant pour la réduction des données intégrales, que pour la modélisation dynamique. Ensuite, nous étudierons en détail trois objets contenant des CCR dans les deux chapitres suivants. Nous enchaînerons sur un chapitre de prospective quant à la modélisation des indices de raies, pour conclure enfin.

# Références

- Bacon, R., Copin, Y., Monnet, G., et al. 2001a, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 326, 23
- Bacon, R., Emsellem, E., Combes, F., et al. 2001b, *Astron. Astrophys.*, 371, 409
- Bacon, R., Emsellem, E., Copin, Y., & Monnet, G. 2000, in *ASP Conf. Ser.*, ed. W. van Breugel & J. Bland-Hawthorn, 195, 173
- Bak, J. 2000, PhD thesis, College of Arts and Sciences of Ohio University
- Balcells, M. & Carter, D. 1993, *Astron. Astrophys.*, 279, 376
- Balcells, M. & González, A. C. . 1998, *ApJ Lett.*, 505, L109
- Bender, R. 1988, *Astron. Astrophys.*, 202, L5
- Bender, R., Saglia, R. P., & Gerhard, O. E. 1994, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 269, 785+
- Bender, R. & Surma, P. 1992, *Astron. Astrophys.*, 258, 250
- Byun, Y.-I., Grillmair, C. J., Faber, S. M., et al. 1996, *Astron. J.*, 111, 1889+
- Cappellari, M., Verolme, E. K., Verdoes Kleijn, G. A., et al. 2001, in *ASP Conf. Ser. 230: Galaxy Disks and Disk Galaxies*, 439–440
- Carollo, C. M. & Danziger, I. J. 1994a, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 270, 743+
- . 1994b, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 270, 523+
- Carollo, C. M., Franx, M., Illingworth, G. D., & Forbes, D. A. 1997, *Astrophys. J.*, 481, 710+
- Courtes, G. 1982, in *ASSL Vol. 92: IAU Colloq. 67: Instrumentation for Astronomy with Large Optical Telescopes*, 123–+
- Davies, R. L. & Birkinshaw, M. 1988, *Astrophys. J., Suppl. Ser.*, 68, 409
- Davies, R. L., Kuntschner, H., Emsellem, E., et al. 2001, *ApJ Lett.*, 548, L33
- de Vaucouleurs, G. 1948, *Annales d’Astrophysique*, 11, 247
- de Zeeuw, P. T., Bureau, M., Emsellem, E., et al. 2002, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 329, 513
- D’Onofrio, M., Zaggia, S. R., Longo, G., Caon, N., & Capaccioli, M. 1995, *Astron. Astrophys.*, 296, 319+
- Dressler, A. 1980, *Astrophys. J.*, 236, 351
- Dubinski, J. 1999, in *ASP Conf. Ser. 182: Galaxy Dynamics - A Rutgers Symposium*, 491–+
- Efstathiou, G., Ellis, R. S., & Carter, D. 1982, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 201, 975
- Forbes, D. A., Franx, M., & Illingworth, G. D. 1995, *Astron. J.*, 109, 1988+
- Franx, M., Illingworth, G., & Heckman, T. 1989, *Astrophys. J.*, 344, 613
- Franx, M. & Illingworth, G. D. 1988, *ApJ Lett.*, 327, L55
- Harsoula, M. & Voglis, N. 1998, *Astron. Astrophys.*, 335, 431
- Hau, G. K. T., Carter, D., & Balcells, M. 1999, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 306, 437
- Hau, G. K. T. & Thomson, R. C. 1994, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 270, L23
- Hubble, E. P. 1922, *Astrophys. J.*, 56, 162
- . 1926, *Astrophys. J.*, 64, 321
- Illingworth, G. 1977, *ApJ Lett.*, 218, L43
- Jedrzejewski, R. & Schechter, P. L. 1989, *Astron. J.*, 98, 147
- Jensen, J. B., Tonry, J. L., Thompson, R. I., et al. 2001, *Astrophys. J.*, 550, 503
- Kuijken, K., Fisher, D., & Merrifield, M. R. 1996, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 283, 543
- Lacey, C. & Cole, S. 1993, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 262, 627
- Lauer, T. R., Ajhar, E. A., Byun, Y.-I., et al. 1995, *Astron. J.*, 110, 2622+
- Le Fèvre, O., Abraham, R., Lilly, S. J., et al. 2000, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 311, 565
- Mehlert, D., Saglia, R. P., Bender, R., & Wegner, G. 1998, *Astron. Astrophys.*, 332, 33
- Merritt, D. & Ferrarese, L. 2001, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 320, L30
- Moellenhoff, C. & Bender, R. 1989, *Astron. Astrophys.*, 214, 61
- Prugniel, P. & Simien, F. 1996, *Astron. Astrophys.*, 309, 749
- Statler, T. S. 1991, *ApJ Lett.*, 382, L11
- Statler, T. S., Smecker-Hane, T., & Cecil, G. N. 1996, *Astron. J.*, 111, 1512
- Tonry, J. L., Blakeslee, J. P., Ajhar, E. A., & Dressler, A. 2000, *Astrophys. J.*, 530, 625
- Tonry, J. L., Dressler, A., Blakeslee, J. P., et al. 2001, *Astrophys. J.*, 546, 681
- Wagner, S. J. 1990, in *Dynamics and Interactions of Galaxies*, ed. R. Wielen (Springer Verlag), 244–248
- Wagner, S. J., Bender, R., & Moellenhoff, C. 1988, *Astron. Astrophys.*, 195, L5
- Wernli, F., Emsellem, E., & Copin, Y. 2002, *Astron. Astrophys.*, *astroph/0209361*, (paper 1)



## CHAPITRE PREMIER

# Méthodologie générale

Dans le souci d'obtenir des informations les plus précises que possible quant à la dynamique interne des CDC, nous avons montré que la combinaison des spectrographes **SAURON** et OASIS représente un outil puissant pour l'exploration des coeurs. Le fait que la réduction des données S3D représente un investissement souvent très coûteux en temps et en effort n'est plus vraiment d'actualité. Le CRAL et particulièrement l'équipe TIGRE a développé un grand nombre d'outils informatiques permettant l'extraction de données de type TIGRE<sup>a</sup>, depuis l'existence des spectrographes intégraux TIGRE, OASIS et **SAURON**, facilitant considérablement la tâche de la réduction des données. Bien que le principe de fonctionnement de ces instruments et le processus d'extraction des spectres aient été décrits de nombreuses fois (*e.g.*, Copin 2000), nous le rappellerons ici de manière succincte. En outre, nous détaillerons les méthodes et implémentations utilisées pour la modélisation dynamique développées à l'Université de Leiden par E. Verolme et M. Cappellari.

### 1. En attendant un détecteur 3D

Les progrès en astronomie sont bien évidemment intimement liés aux développements en matière de technologie des capteurs. En principe, on recherche à connaître le plus d'informations possibles sur les photons qui nous parviennent des objets auxquels nous nous intéressons. En théorie, le maximum d'informations que l'on pourrait obtenir d'un rayon de lumière provenant d'un objet astronomique  $X$  entre le temps  $t$  et le temps  $t + 1$  est : le nombre de photons entrant, la longueur d'onde de chacun d'entre eux, la polarité de chacun d'entre eux, et l'instant d'arrivée de chacun d'entre eux. En d'autres termes, le détecteur idéal serait un capteur permettant pour chaque photon entrant de le détecter, de mesurer sa longueur d'onde, sa polarité et sa position. Malheureusement, bien que des prototypes de ce genre d'instrument existent déjà (projet SCAM Rando et al. 2000, Bridge et al. 2002, de Bruijne et al. 2002), ils n'en restent pas moins au stade de capteurs utilisables pour des applications très spécifiques uniquement, la mouture la plus récente de la caméra SCAM-3 ne possédant à l'heure actuelle qu'une matrice de  $10 \times 12$  éléments spatiaux. Pour ce qui en est de l'astronomie extragalactique, nous sommes pour l'instant limités à utiliser des CCD. Ces capteurs permettent en mode imagerie, et en utilisant un filtre approprié de mesurer l'intensité lumineuse, c.-à-d. le nombre de photons incidents compris dans un intervalle de longueurs d'ondes et de temps. En utilisant un interféromètre Fabry-Perot (p.ex. Amram et al. 2002), il est même possible

---

<sup>a</sup> Cubes de données  $(\alpha, \delta, \lambda)$

de collecter des informations monochromatiques. Ce comptage se fait de manière spatiale, les capteurs CCD étant composés de matrices de plusieurs millions de cellules et permettant de reconstruire des images. La deuxième manière d'utiliser les CCD est en ajoutant en entrée un réseau ou un prisme permettant de décomposer la lumière incidente, et donc de mesurer une information spectrale, c.-à-d. le nombre de photons en fonction de la longueur d'onde. Bien que le but ultime soit l'obtention des informations spectrale et spatiale simultanément tel que le capteur SCAM cité ci-dessus, la spectroscopie intégrale tente d'atteindre ce but en utilisant la technologie actuelle, c.-à-d. celle des CCD. Nous allons dans un premier temps décrire brièvement le principe de fonctionnement du spectrographe classique, pour ensuite expliquer le principe des instruments de type TIGRE.

### 1.1. La spectroscopie longue-fente

Un spectrographe est généralement composé d'une fente mince permettant de réduire le champ de vision à une dimension, et d'un prisme ou d'un réseau de fentes qui disperse la lumière sur le récepteur CCD. Supposons que la fente soit orientée selon l'axe vertical ( $y$ ) du capteur ; on retrouve ainsi autant de spectres que de pixels horizontaux (selon  $x$ ). Ainsi, si l'on oriente par exemple la fente de l'instrument de manière à capter la lumière de deux étoiles, et si celles-ci se trouvent en  $y_1$  et  $y_2$  respectivement sur le CCD, on obtient deux spectres utilisables sur le capteur, qui s'étendent bien sûr sur quelques pixels sur l'axe des  $x$ , selon la fonction d'étalement de points (FEP) de l'instrument.

Il apparaît clairement que pour obtenir une série de spectres pour une dimension spatiale, on a besoin d'un récepteur CCD à deux dimensions. La seule manière d'observer une série de spectres pour deux dimensions spatiales (par exemple pour observer une galaxie) avec un spectrographe conventionnel est donc de réaliser  $N$  observations, en déplaçant le spectrographe d'un pixel à chaque fois, de manière à obtenir  $N$  images du CCD, contenant chacune autant de spectres que de pixels  $y$ . Le temps d'observation est donc multiplié par  $N$ , sans parler du fait que le jeu de données résultant de cette opération n'est pas homogène, étant donné les différentes conditions d'observations à chaque mesure (variation de la transparence atmosphérique).

### 1.2. Différents types de spectrographes 3D

Il existe différentes manières de contourner cette "limitation" du CCD, pour obtenir un spectrographe intégral de champ : (a) en réalisant une série d'images quasi-monochromatiques (une par longueur d'onde), en utilisant des filtres réglables ("Tunable Filters" ou interféromètres Fabry-Perot), ou (b) en découpant le champ en une multitude de micro-plans, correspondant chacun à un élément spatial donné, et en dispersant chacun de ces plans en un spectre que l'on tente de placer judicieusement sur le CCD (soit à l'aide de fibres optiques, soit avec des microlentilles comme dans les instruments TIGRE). Les deux méthodes présentent des avantages et des inconvénients, mais elles sont toutes deux complémentaires. La première a l'avantage de n'être limitée en termes de taille de champ et de résolution spatiale que par le CCD utilisé. Par contre, elle a l'inconvénient d'une part de délayer l'information spectrale dans le temps, et donc d'être victime de la variation des conditions d'observation, et d'autre part de limiter le domaine spectral : une pose par longueur d'onde. Ces deux limitations rendent l'utilisation de ces instruments très difficile voire impossible pour la dynamique galactique, qui nécessite justement des spectres homogènes, et une couverture spectrale assez



large de manière à mesurer non seulement les raies d'absorption, mais aussi le continu des spectres. La deuxième méthode permet de s'affranchir de ces deux problèmes, étant donné que l'on mesure l'information spatiale et spectrale instantanément, sans la délayer dans le temps. Le désavantage majeur est par contre le champ spatial réduit. En effet, plus le domaine spectral est élevé, moins on a de place sur le CCD pour disposer les spectres, et donc moins on a de champ. De plus, de manière à éviter le recouvrement excessif des différents spectres sur le CCD, on doit leur imposer une séparation suffisante, ce qui réduit davantage le champ. Si l'on veut gagner en champ, on doit à nouveau délayer dans le temps en réalisant une mosaïque sur le ciel. Le choix de la méthode est donc entièrement déterminé par la motivation scientifique.

## 2. Réduction des données intégrales de champ

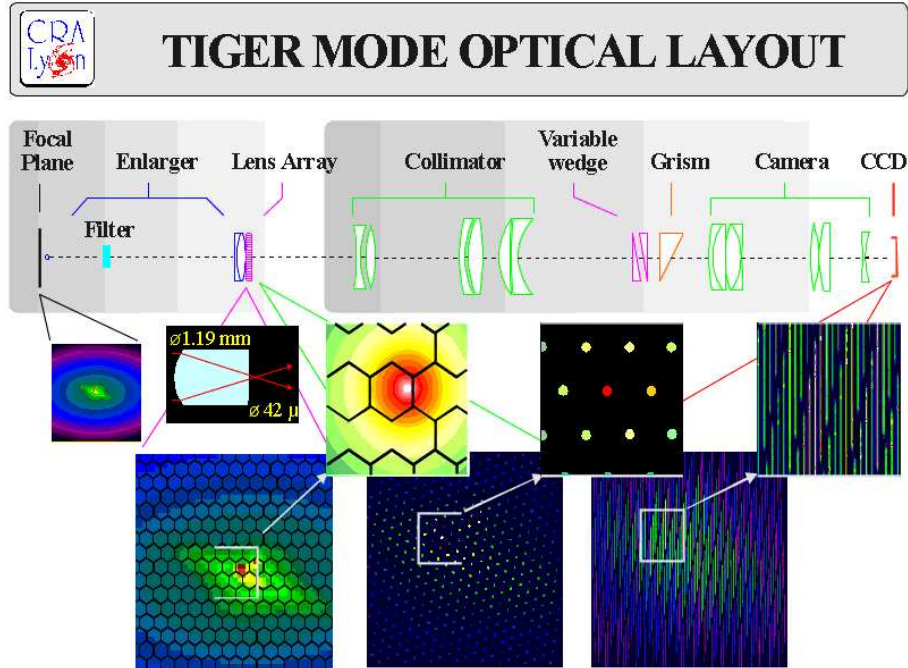


FIG. I.1 – *Principe de fonctionnement des spectrographes intégraux de champ de type TIGRE, i.e., constitués d'une trame de microlentilles qui permet de créer une pupille par élément spatial, et donc un spectre par élément spatial.*

Nous nous intéressons donc ici de plus près aux spectrographes intégraux de type TIGRE, qui sont bien adaptés pour la dynamique galactique. Le principe est expliqué sur la figure I.1. La majeure différence avec un spectrographe normal est l'introduction d'une trame de microlentilles, qui remplace la fente du spectrographe. Les microlentilles sont de formes diverses, comme l'illustre le tableau I.1. Chaque lentille agit comme un spectrographe normal, et donne la mesure de l'élément spatial. De manière à éviter le recouvrement des différents spectres sur le CCD, la trame de lentilles est légèrement tournée par rapport au CCD. Le tableau I.1 donne les détails techniques sur les différents instruments TIGRE.

Instrument	Trame	champ	Taille pixel	Nb. de spectres	Domaine spectral	Référence
TIGRE	Ronde	13''×13''	0'',7	350	c.f. annexe B	
OASIS	Hexagonale	1'',6×1'',2 - 15''×12''	0'',04 - 0'',41	1100	c.f. annexe B	Bacon et al. (2000)
SAURON	Carrée	11''×9''- 41''×33''	0'',27 - 0'',94	1431	c.f. annexe B	Bacon et al. (2001a)
SNIFS	Carrée	6''×6''	0'',4	225	3200- 10000 Å	

TAB. I.1 – *Caractéristiques des différents instruments de type tigre.*

Le fait de stocker ces informations tri-dimensionnelles sur un capteur bi-dimensionnel a comme effet secondaire de produire des images *a priori* difficiles à traiter. Cependant, les logiciels<sup>b</sup> permettant d'automatiser l'extraction des spectres ont largement évolué, et permettent à ce jour une réduction homogène plus ou moins automatique d'un échantillon d'observations donné, constituant la suite de logiciels que nous appellerons ici IFU. Pour de plus amples informations concernant les détails de l'extraction des spectres ainsi que les nombreuses étapes de calibration, nous invitons le lecteur à se référer à la thèse de Yannick Copin (2000). Nous allons par la suite détailler certains points de la réduction et du traitement qu'il est important ici de traiter ou de rappeler, notamment sur l'extraction des données cinématiques.

## 2.1. Modélisation de la fonction d'étalement de points

Le premier point important ici est la connaissance de la FEP des données étudiées. En effet, étant donné que nous allons souvent être confrontés à plusieurs jeux de données pour une même galaxie, il est très important de pouvoir homogénéiser ceux-ci. L'algorithme `fitPSF3D` (Bacon et al. 2001b) fait partie de la distribution IFU et permet de déterminer la FEP d'un cube quelconque en se basant sur une image à haute résolution (HR) spatiale du même objet. En entrée de l'algorithme, on utilise un masque spectral pour le cube qui imite le filtre spectral utilisé pour l'image HR, et l'on intègre sur les longueurs d'ondes correspondantes. Ensuite, le programme calcule une FEP initiale à l'aide d'une somme de deux gaussiennes, et la convolue à l'image HR. Il utilise ensuite une procédure de moindres carrés pour minimiser l'écart entre les deux images, en variant l'angle de rotation, le centre, et les paramètres des gaussiennes. On peut vérifier le bon déroulement de la procédure en comparant manuellement l'image reconstruite du cube et l'image HR convoluée. On obtient en prime une valeur précise du centrage et de la rotation du cube par rapport à l'image HR, ce qui nous permettra de bien homogénéiser les différentes sources de données du point de vue spatial.

Une fois le problème de la FEP réglé, il existe un autre paramètre observationnel important qu'il s'agit d'étudier : le rapport signal-sur-bruit (S/N). En effet, la donnée de ce dernier conditionne la qualité des données, et nous verrons au paragraphe suivant qu'il est possible

<sup>b</sup> <http://www-obs.univ-lyon1.fr/~oasis/home/index.html>

de le contrôler le long du champ.

## 2.2. Rééchantillonnage des données

Le rééchantillonnage spatial est une technique très souvent utilisée en astrophysique, permettant d'augmenter significativement le rapport  $S/N$  de nombreuses mesures. Le problème est simple : moyenniser des mesures voisines dans l'espace. Dans le cas unidimensionnel, typiquement de données de spectrographes longue-fente, la solution est simple. En effet, il suffit par exemple de procéder de proche en proche. Par exemple dans le cas de l'observation spectrométrique d'une galaxie, on s'attend à ce que le  $S/N$  augmente au fur et à mesure que l'on se rapproche du centre. Donc, un algorithme visant à obtenir un signal-sur-bruit minimum  $S/N_0$  par élément spatial pourrait être le suivant : on prend l'élément spatial central (supposé se trouver au centre de la galaxie), et on mesure son  $S/N$ . Si ce dernier est inférieur à  $S/N_0$  alors on fait la moyenne avec l'élément spatial suivant. Sinon, on garde cette mesure et on passe à la suivante, et ainsi de suite. Finalement, on obtient un nombre inférieur de mesures, donc on perd de la résolution spatiale, mais les mesures ont des barres d'erreurs plus petites.

Le cas bidimensionnel complique considérablement le problème, étant donné qu'il existe de nombreuses manières d'obtenir le même  $S/N$  en rééchantillonnant différemment le plan. En effet, la forme des échantillons spatiaux n'est pas fixée. En outre, quel algorithme appliquer ? Par où commencer, et dans quelle direction enchaîner la recherche du  $S/N$  ? Les travaux de Cappellari & Copin (2001) ont apporté deux réponses astucieuses à ce problème, et le lecteur se référera à cet article pour les détails des méthodes correspondantes. Rappelons ici simplement le fait que l'une d'entre elles (méthode Quadtree) produit des échantillons spatiaux de forme carrée, et l'autre de forme quelconque. Seule la première nous intéresse ici : seul ce type d'échantillon spatial est à ce jour adapté aux implémentations de modélisation dynamique utilisées dans ce travail. En deux phrases, le fonctionnement de l'algorithme est le suivant : on part d'un carré englobant la totalité du champ, et on mesure le  $S/N$ . Si celui-ci est supérieur à  $S/N_0$ , alors on divise le champ en quatre parts égales qui constituent les nouveaux échantillons spatiaux. Sinon, on s'arrête. On répète ensuite l'opération pour les 4 nouveaux carrés, et ainsi de suite.

Une fois la procédure terminée, on assigne chaque nouvel échantillon soit à son centre (centrage géométrique), soit à la position de valeur médiane de luminosité dans ce carré (centrage pondéré). De nombreux exemples de champs rééchantillonnés sont donnés dans ce travail, p.ex. Fig. II.10, p. 47.

Il est important de noter ici que le rééchantillonnage se fait sur les spectres directement, c.-à-d. qu'un échantillon est la moyenne des spectres regroupés par l'algorithme. Une fois que l'on a choisi un mode de rééchantillonnage, on travaille donc sur un cube réduit, sur lequel on peut alors effectuer les traitements nécessaires à l'obtention de sa cinématique, que nous allons à présent résumer.

## 2.3. Extraction de la cinématique

Dans toutes les méthodes d'extraction des paramètres cinématiques ou du PVLV, on utilise une ou plusieurs étoiles de référence observées avec le même instrument que les données galactiques en question, qui serviront de base de comparaison. En effet, en toute généralité, les spectres observés par un instrument quelconque sont le résultat du spectre des étoiles

composant la galaxie, convolué avec le PVLV en ce point, ainsi que convolué avec la FEP instrumentale. En principe la FEP est connue, et l'information que l'on recherche est évidemment le PVLV. Donc il reste à connaître le spectre stellaire, que l'on tentera d'imiter avec l'étoile de référence cinématique. Soit on prend par exemple une K0III, qui constitue souvent un bon choix pour une galaxie elliptique, soit on tente de minimiser l'erreur commise lors d'un choix d'étoile de référence ("template mismatching") en créant un spectre artificiel qui reproduise au mieux la galaxie par un processus itératif.

Il existe ensuite de nombreuses méthodes qui permettent de séparer le PVLV du spectre de l'étoile de référence, tantôt dans l'espace réel, tantôt dans l'espace de Fourier, qui paraît le choix naturel étant donné que les opérations de convolution se transforment en multiplications. Dans tout ce travail, nous avons utilisé la méthode FCQ (Bender 1990), qui est basée sur des méthodes de corrélation et d'autocorrélation dans l'espace de Fourier, avec un filtrage astucieux qui permet d'éviter l'amplification des erreurs lors du passage dans l'espace conjugué. Le lecteur se référera à la publication citée pour plus de détails. Précisons simplement qu'il s'agit d'une méthode non-paramétrique, c.-à-d. qu'aucune hypothèse quant à la forme du PVLV n'est faite *a priori*.

Il reste une dernière étape afin de déterminer les paramètres cinématiques physiques tels que la vitesse moyenne et la dispersion des vitesses, voire les moments d'ordre supérieurs  $h_3$  et  $h_4$ . Il s'agit simplement d'un ajustement gaussien ou de gauss-hermite (van der Marel & Franx 1993) dans ce cas. Notons cependant l'importance de garder à l'esprit l'existence sous-jacente du PVLV lors de l'étude des champs de vitesse et d'ordres supérieurs que nous allons effectuer. En effet, dans certains cas nous serons obligé d'examiner la forme des PVLV pour expliquer certains phénomènes.

## 2.4. Estimation des erreurs

L'estimation des erreurs sur les paramètres cinématiques se fait en utilisant une procédure aléatoire de Monte-Carlo, dont le principe est le suivant pour chaque spectre du cube de données :

1. Créer un spectre galactique synthétique avec un  $S/N$  "infini" en utilisant un spectre d'étoile, et en modifiant celui-ci pour qu'il ait une vitesse et une dispersion donnés par la procédure FCQ appliquée au spectre galactique initial : paramètres cinématiques  $x_{obs}$
2. Ajouter un bruit Gaussien afin d'obtenir le  $S/N$  équivalent à celui du spectre galactique initial.
3. Extraire les paramètres cinématiques en utilisant la procédure FCQ  $\Rightarrow$  paramètres cinématiques  $x_i$
4.  $N$  itérations du point 2.
5. Calculer l'erreur  $\sigma$  pour chaque paramètre :

$$\begin{aligned}\delta_x &= \frac{\sum x_i}{N} - x_{obs} \\ \sigma_x^2 &= \frac{n \sum x_i^2 - (\sum x_i)^2}{N(N-1)} \\ \sigma &= \sqrt{\sigma_x^2 + \delta_x^2}\end{aligned}$$

Cet algorithme a été implémenté dans la suite de logiciels IFU par Y. Copin.

### 3. Modèles dynamiques de Schwarzschild

#### 3.1. Problématique

Même la spectroscopie intégrale de champ, ou de futurs capteurs sensibles à la longueur d'onde des photons, ne permettent pas de rendre compte de la dynamique interne d'une galaxie. En effet, le long de la ligne de visée, de nombreuses étoiles avec des couleurs, des luminosités et des vitesses différentes se confondent et ne permettent pas à l'observateur de les séparer. Comme un capteur CCD normal nous permet d'observer la densité lumineuse de surface d'une galaxie, sans pour autant nous dévoiler la densité lumineuse volumique, un spectrographe intégral de champ nous permet d'observer le profil de vitesse le long de la ligne de visée, sans pour autant nous dévoiler le profil de vitesse tri-dimensionnel.

En effet, pour connaître exactement le statut dynamique d'une galaxie quelconque (étoiles uniquement), nous aurions besoin des quantités suivantes sans exception : la masse, la position et la vitesse de chaque étoile de cette galaxie, ce qui correspondrait à  $7N$  paramètres, où  $N$  est le nombre d'étoiles. Mathématiquement, on peut résumer l'ensemble de ces paramètres en une seule fonction très commode pour l'application, la fonction de distribution (FD) de la galaxie. En toute généralité, c'est une fonction scalaire à 7 paramètres, qui sont le temps  $t$  et les 6 variables de l'espace des phases  $x, y, z, v_x, v_y, v_z$ . Sa valeur donne la fraction de masse d'étoiles en un temps  $t$  ayant la position  $(x, y, z)$  et le vecteur de vitesse  $(v_x, v_y, v_z)$ . En général, on utilise une version continue de cette fonction, justifiée par le grand nombre d'étoiles (au moins  $10^{10}$ ), et beaucoup plus commode du point de vue mathématique et pratique. On peut ainsi obtenir toutes les grandeurs physiques, dont celles observées, en intégrant la FD sur l'une ou plusieurs de ses variables (cf. Tab.I.2).

Observable	Signification Physique	Mesure	Fonction de Distribution
Luminosité projetée	Masse projetée	Imageur CCD	$\Sigma(x, y) = \iiint_{\vec{v}} d\vec{v} \int_z dz FD(\vec{v}, \vec{x})$
Profil de vitesse LLV	Dynamique projetée	Spectrographe	$PV(x, y, v_z) = \int_{v_x} dv_x \int_{v_y} dv_y \int_z dz FD(\vec{v}, \vec{x})$
Vitesse moyenne LLV	Dynamique projetée	Spectrographe	$V(x, y) = \int_{v_x} dv_x \int_{v_y} dv_y \int_z dz v_z FD(\vec{v}, \vec{x}) = \int_{v_z} dv_z v_z PV(x, y, v_z)$
Deuxième moment LLV	Dynamique projetée	Spectrographe	$\mu_2(x, y) = \int_{v_x} dv_x \int_{v_y} dv_y \int_z dz v_z^2 FD(\vec{v}, \vec{x}) = \int_{v_z} dv_z v_z^2 PV(x, y, v_z)$
Dispersion des vitesses LLV	Dynamique projetée	Spectrographe	$\sigma(x, y) = \sqrt{\mu_2 - V^2}$

TAB. I.2 – Résumé des grandeurs physiques importantes que l'on peut mesurer et leur correspondance avec la FD

#### 3.2. L'Equation de Boltzmann

On peut montrer qu'une galaxie est un système dynamique non-collisionnel, qui évolue selon un potentiel gravitationnel  $\Phi(\vec{x}, t)$ , qui est lié à la densité de masse tridimensionnelle de la galaxie  $\rho$ , suivant l'équation de Poisson  $\Delta\Phi = 4\pi G\rho(\vec{x}, t)$ . De cette façon, on peut utiliser

l'équation de Boltzmann non-collisionnelle, qui n'est rien d'autre que l'équation de Newton continue, et qui dicte l'évolution de la FD dans le temps :

$$\frac{df}{dt} = \partial_t f + \mathbf{v} \cdot \nabla f - \nabla \Phi \cdot \partial_{\mathbf{v}} f \quad (\text{I.1})$$

Une simplification supplémentaire que l'on utilise toujours est la suppression du temps. En effet, on suppose que l'objet en question est en équilibre dynamique, et qu'il ne dépend par conséquent pas de la variable temporelle. De plus, on suppose une symétrie axiale, les outils actuels ne permettant pas de traiter le cas général. Cette simplification est souvent une bonne approximation. L'équation I.1 devient alors en coordonnées cylindriques  $(r, \phi, z)$  :

$$v_r \partial_r f + v_z \partial_z f + \left( \frac{v_\phi^2}{r} - \partial_r \Phi \right) \partial_{v_r} f - \frac{v_r v_\phi}{r} \partial_{v_\phi} f - \partial_z \Phi \partial_{v_z} f = 0 \quad (\text{I.2})$$

On peut ensuite montrer que dans ce cas, le mouvement d'une étoile est confiné dans le plan méridien  $(r, z)$ .

### 3.3. Intégrales du mouvement (IDM) et superposition orbitale

A ce point du problème, la FD dépend toujours de 6 variables qui sont celles de l'espace de phase. Le théorème de Jeans (Binney & Tremaine 1987) nous permet de réduire ce nombre, grâce à son énoncé suivant : la FD ne dépend des variables de l'espace de phase qu'à travers les intégrales du mouvement, et toute fonction de celles-ci est également solution de l'équation de Boltzmann. Une intégrale du mouvement est toute grandeur conservée le long d'une orbite dans l'espace de phase. Deux IDM sont bien identifiées dans le cadre d'une galaxie stationnaire axisymétrique : l'énergie  $E = \frac{1}{2} \mathbf{v}^2 + \Phi(\mathbf{r})$  et la composante  $L_z$  du moment cinétique  $\mathbf{x} \wedge \mathbf{v}$ . On peut montrer que dans le cas d'orbites régulières (par opposition aux orbites chaotiques) une troisième IDM est présente, mais dont l'interprétation physique est plus délicate (§ 5.4.1., p. 55).

La méthode développée par Schwarzschild (1979, 1982) et portant son nom utilise une procédure en trois étapes principales. Premièrement, il s'agit de calculer la distribution tridimensionnelle de masse de la galaxie en déprojetant son profil de lumière. Ensuite, on constitue une librairie d'orbites en intégrant l'équation du mouvement dans le potentiel fixe donné par la distribution de masse. Ces orbites sont indexées par les trois intégrales du mouvement et choisies afin de remplir au mieux l'espace orbital  $(E, L_z, I_3)$ . Finalement, on calcule les poids de chaque orbite afin d'ajuster au mieux les observations cinématiques en résolvant un problème matriciel dans le sens des moindres carrés positifs (MCNN). Il faut bien avoir à l'esprit que cette méthode n'est pas autocohérente dans le sens où l'on résout l'équation de Boltzmann (I.2) avec potentiel et poids orbitaux calculés séparément : un modèle de Schwarzschild n'est pas forcément stable dynamiquement. Nous verrons au fil des chapitres que cette méthode est très bien adaptée à l'étude des CDC, étant donné qu'elle permet une représentation intuitive de la dynamique interne des galaxies, en permettant notamment d'identifier la signature orbitale des composantes cinématiquement et surtout dynamiquement découplées.

Nous avons utilisé l'ensemble des algorithmes décrits dans ce chapitre, ainsi que de nombreux autres constituant la suite de logiciels IFU, afin d'extraire le maximum de données scientifiques de nos données. Ces programmes nous ont permis d'extraire les paramètres de trois objets comportant des CCR en leur sein, que nous allons étudier en détail dans les deux chapitres suivants.

# Références

- Amram, P., Adami, C., Balkowski, C., et al. 2002, APSS, 281, 393
- Bacon, R., Copin, Y., Monnet, G., et al. 2001a, Mon. Not. R. Astron. Soc., 326, 23
- Bacon, R., Emsellem, E., Combes, F., et al. 2001b, Astron. Astrophys., 371, 409
- Bacon, R., Emsellem, E., Copin, Y., & Monnet, G. 2000, in ASP Conf. Ser., ed. W. van Breugel & J. Bland-Ilawthorn, 195, 173
- Bender, R. 1990, Astron. Astrophys., 229, 441
- Binney, J. J. & Tremaine, S. D. 1987, Galactic Dynamics (Princeton : Princeton Univ. Press)
- Bridge, C. M., Cropper, M., Ramsay, G., et al. 2002, astro-ph/0207162
- Cappellari, M. & Copin, Y. 2001, in Galaxies : the Third Dimension, proceedings of a conference held in Cozumel, Mexico, 3-7 December 2001. Organized by the Instituto de Astronomía, UNAM. Edited by Margarita Rosado, Luc Binette, and Lorena Arias. To be published in ASP Conf. Series
- Copin, Y. C. 2000, PhD thesis, Ecole normale Supérieure de Lyon, thèse
- de Bruijne, J., Reynolds, A., Perryman, M., Favata, F., & Peacock, A. 2002, ptical Engineering, 41, 1158
- Rando, N., Peacock, A., Favata, F., & Perryman, M. 2000, Experimental Astronomy, 10, 499
- Schwarzschild, M. 1979, Astrophys. J., 232, 236
- . 1982, Astrophys. J., 263, 599
- van der Marel, R. P. & Franx, M. 1993, Astrophys. J., 407, 525





## CHAPITRE II

# NGC 4621

**C**ette galaxie lenticulaire est l'objet ayant déclenché l'étude présentée dans cette thèse. En effet, des observations OASIS de janvier 2000, réalisées avec l'optique adaptative PUEO (Rigaut et al. 1998) du télescope CFHT ont révélé l'existence d'un coeur en contre-rotation d'une taille de 60 pc, confirmé par des données STIS non publiées (à ce moment de l'étude). La petite taille de cette structure, qui représente *a priori* une fraction infime de la masse totale de la galaxie pose de nouvelles question quant à l'origine des CDC. Peut-on trouver des points communs cinématiques ou dynamiques entre des objets de tailles différentes? Si tous les CDC sont le fruit d'une fusion de galaxies, quelle est le rapport de masse impliqué dans l'interaction? Peut-on trouver des caractéristiques dynamiques d'un CDC de manière à contraindre les simulations numériques de fusions?

De manière à obtenir des éléments de réponses à ces questions, nous avons collecté de nombreuses données sur cette galaxie et effectué des modélisations dynamiques poussées afin d'étudier le statut du CCR de NGC 4621, et de le comparer aux autres galaxies. Nous avons élaboré une stratégie permettant d'extraire la signature du CDC et donc d'en tirer des conclusions physiques, dans le but ultime de réaliser des statistiques sur l'échantillon total de CDC. Des données **Sauroon** ont été acquises pour permettre une couverture spatiale plus étendue de cet objet, ainsi que pour étudier ses populations stellaires via les profondeurs de raies. En outre, étant donné les problèmes rencontrés lors de la réduction des données OASIS avec optique adaptative, et du domaine spectral trop réduit interdisant l'étude des profondeurs de raies utiles, nous avons réobservé la galaxie avec OASIS en Mars 2002 sans PUEO. Finalement, des images WFPC2 du télescope spatial ont été utilisées, ainsi qu'une image grand-champ.

## 1. Introduction

NGC 4621 est une galaxie lenticulaire (S0) située dans l'amas voisin de la Vierge, à 18.3 Mpc (Tonry et al. 2001). Sa brillance de surface apparente intégrée est relativement élevée ( $M_V = 9,6$ ). Elle est classifiée comme ayant une partie centrale en loi de puissance (de type "cusp", selon la classification du groupe NUKER), avec une pente inhabituellement élevée ( $\gamma = 2.03$ , Gebhardt et al. 1996), ce qui convient bien au suivi pour l'optique adaptative.

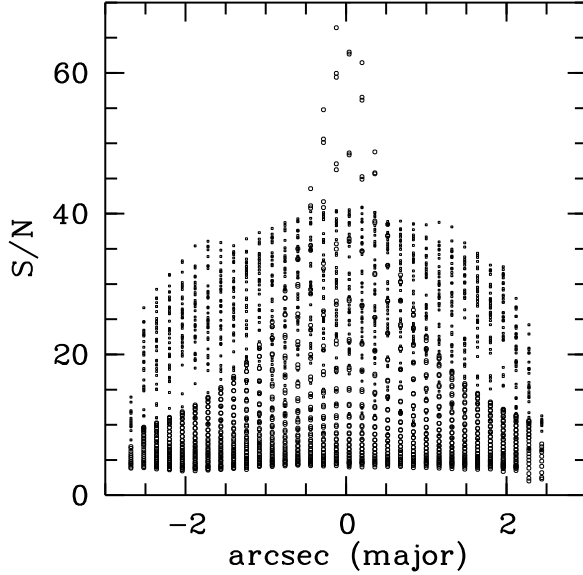


FIG. II.1: Rapport S/N du cube de NGC 4621, avant (cercles) et après (carrés) moyennage, le long du grand axe de la galaxie.

## 2. NGC 4621 avec OASIS en optique adaptative

### 2.1. Les données OASIS

#### 2.1.1. Observation et Réduction

Ces données ont été collectées en Janvier 2000, l'instrument étant monté sur le foyer f/20 (PUEO) du CFHT. Elles concernent le mode spectral MR3 de l'instrument (8346-9152 Å, triplet du Ca, résolution :  $\sigma = 70 \text{ km.s}^{-1}$ ) avec un échantillonnage spatial de  $0''.16$ .

Nous avons réduit 10 poses de 30 mn chacune, deux d'entre elles ayant été abandonnées, suite à la perte de suivi de l'optique adaptative. Le champ couvre  $4'' \times 6''$  ( $350 \times 530 \text{ pc}$ ). Nous avons joint les huit cubes utilisables en les recentrant les uns par rapport aux autres, en superposant de la manière la plus précise que possible les isophotes de chaque cube. Nous avons calculé un modèle de la FEP du cube des données (jointure des 8 cubes), en utilisant l'algorithme `fitPSF3D` (c.f. § 2.1.) : la largeur à mi-hauteur (LMH) est de  $0''.51$ .

#### 2.1.2. Estimation des erreurs

Nous avons calculé une estimation du S/N, ce dernier n'étant pas présent dans le cube lors de l'extraction. Nous avons sélectionné un certain nombre de domaines spectraux vierges de raies d'absorption, pour lesquels nous avons mesuré la variance standard, et nous avons divisé celle-ci par le niveau moyen pour obtenir le S/N. Etant donné la faible valeur de ce dernier (20 à  $1''$  et 10 à  $2''$  sur le grand axe), nous avons décidé de moyenner les spectres présentant une qualité moindre afin d'harmoniser le S/N sur le champ. La figure II.1 représente le S/N selon les grand et petit axes de la galaxie, avant et après moyennage. Nous avons utilisé une moyenne pondérée par une gaussienne de largeur variable, de manière à ne pas détériorer la qualité des données centrales. La figure II.3 représente la LMH de la gaussienne le long du champ par des cercles en gris. Finalement, les barres d'erreur sur les grandeurs cinématiques ont été calculées à l'aide de l'algorithme décrit au § 2.4..

### 2.1.3. Cinématique

Nous avons utilisé la méthode FCQ décrite au §2.3., pour extraire les PVLV du cube joint. Nous avons utilisé une seule étoile de référence cinématique, HD 073665, qui est de type G8III pour la réduction finale. Nous avons effectué quelques tests avec d'autres étoiles, ainsi qu'en variant les paramètres de soustraction du continu des spectres (degré polynomial, paramètres de réjection etc.), de manière à tester la stabilité des valeurs cinématiques, et donc à réduire le "template mismatching". Finalement, nous avons ajusté une fonction gaussienne sur les PVLV pour extraire les champs de vitesse moyenne et de dispersion des vitesses.

## 2.2. Données Photométriques supplémentaires

L'obtention de données photométriques à la fois à grand champ et à haute résolution spatiale est nécessaire, dans ce cas précis, pour les raisons suivantes : la photométrie HR est nécessaire à la compréhension de la dynamique centrale de la galaxie, les données OASIS ayant un échantillonnage spatial de  $0''.16$ . Ainsi, comme pour de nombreuses études, une combinaison de données HST avec une image grand champ d'un télescope terrestre est idéale. De cette manière on peut déprojeter le profil de lumière de la galaxie en utilisant la combinaison des deux types de données, afin d'obtenir un modèle de distribution de masse tri-dimensionnel comprenant toute la masse de la galaxie.

Nous avons utilisé une image de  $12' \times 10'$  en bande V de NGC 4621, prise au télescope de 2 m de l'OHP. Le seeing est de  $\sigma = 1.27$ . Ces données nous ont été fournies par R. Michard (Idiart et al. 2002). Pour la partie centrale, nous avons utilisé des données publiques du télescope spatial du STScI. Il s'agit de données de la caméra planétaire WFPC2 (Faber et al. 1997, filtres F555W et F814W). Les temps de pose totaux sont 330 s et 230 s respectivement pour F555W et F814W (trois poses chacun). Nous avons combiné les trois images de chaque filtre en utilisant la procédure `imcombine` de IRAF, avec l'option de réjection des cosmiques. Nous avons utilisé la calibration photométrique basée sur le standard VEGAMAG (Whitmore 2002), et nous avons utilisé le logiciel TINYTIM (Krist & Hook 2001), qui calcule une FEP théorique en simulant le trajet d'un spectre d'étoile à travers l'optique du télescope spatial. Pour ajuster les niveaux de lumière de l'image OHP, nous avons modélisé la FEP de celle-ci en ajustant une somme de deux gaussiennes concentriques sur la distribution d'une étoile non saturée du champ. Ensuite, nous avons convolué l'image HR par cette FEP, et ajusté le niveau de l'image OHP dessus, en y ajoutant une constante.

## 2.3. Données cinématiques supplémentaires

Le champ OASIS étant très restreint, nous avons utilisé des données cinématiques issues d'observations longue-fente. Il s'agit de données de Bender et al. (1994, par la suite BSG94), prises au télescope de 3.5 m de Calar Alto, Espagne. Le domaine spectral est 4650-5550 Å, le seeing de  $1''.8$ . Les mesures ont été prises sur les grand et petit axes de la galaxie, pour des temps de pose de 1h30 et 2h, et des résolutions de  $70 \text{ km.s}^{-1}$  et  $45 \text{ km.s}^{-1}$  respectivement. Les fentes s'étendent jusqu'à  $40''$  ce qui correspond environ à 3 kpc. Les données comprennent la vitesse moyenne  $V$ , la dispersion des vitesses  $\sigma$  et les deux moments d'ordre supérieur  $h_3$  et  $h_4$ , et nous ont été fournies par R. Bender.

Finalement, nous avons utilisé des données STIS du télescope spatial (PI Green, ID #8018), qui nous permettront d'obtenir une résolution spatiale supérieure. Les spectres concernent

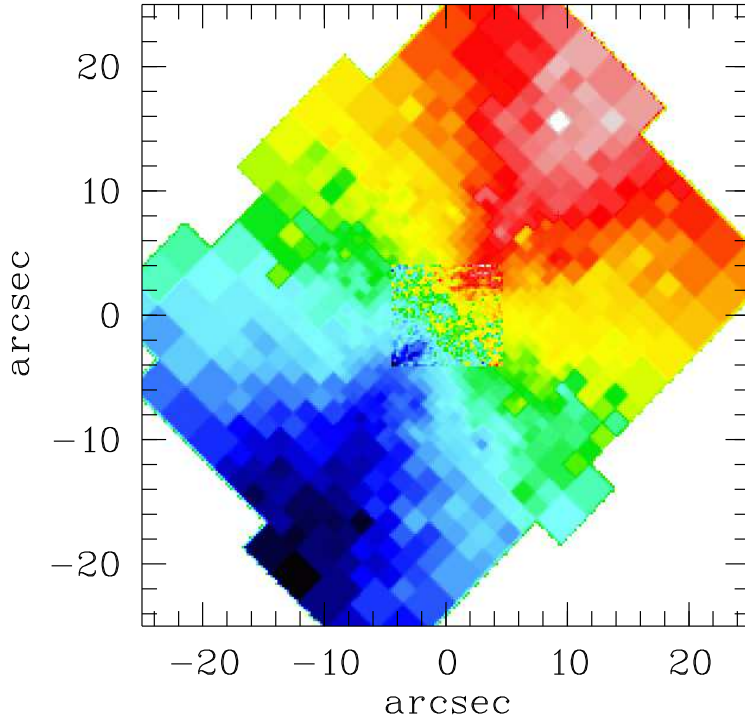


FIG. II.2: *Homogénéisation des jeux de données : champ de vitesse de NGC 4621 : saupon et OASIS superposés*

le grand axe de NGC 4621, et le domaine spectral autour du triplet du calcium (G750M). Le temps de pose total est de 72 mn pour deux poses. La largeur de la fente est de  $0''.1$ . Nous avons récupéré ces dernières via le pipeline *calstis* (Hodge et al. 1998) du STSCI, ainsi que des poses de champ plat, de manière à corriger le “fringing”, qui est critique dans ces longueurs d’onde (procédure *mkfringeflat/defringe* dans IRAF, Goudfrooij & Christensen 1998). Nous avons également réduit 5 poses de l’étoile K0III HR 7615 (Green, #7566), qui nous a servi d’étoile de référence cinématique. Nous avons utilisé un algorithme de réjection des cosmiques de IRAF sur les deux poses individuelles de NGC 4621.

Concernant l’extraction des paramètres cinématiques, nous avons utilisé la même méthode que pour le cube OASIS, à savoir la méthode FCQ, décrite au § 2.3.. Cependant, le S/N étant relativement faible dans les parties extérieures de la galaxie, nous avons effectué une moyenne pondérée des spectres voisins, de manière à obtenir un S/N plus homogène le long de la fente. Ensuite, nous avons ajusté une gaussienne sur les PVLV, de manière à extraire les paramètres  $V$  et  $\sigma$ .

## 2.4. Homogénéisation des jeux de données

Le premier problème qui se pose lors de l’utilisation de données provenant de sources diverses est qu’il faut homogénéiser celles-ci de manière à pouvoir comparer des choses comparables. Les problèmes liés aux conditions d’observation (transparence atmosphérique, turbulences), ne peuvent en général être éliminés que partiellement, par exemple en connaissant la FEP instrumentale. Les problèmes rencontrés ici sont d’ordre géométrique (centrage et rotation des différentes données les unes par rapport aux autres) et liées à la photométrie (FEP différentes, et calibration en flux).

Le centrage peut paraître un détail, mais nous verrons par la suite qu’il s’avérera être d’une importance capitale dans le cas de NGC 4621 et à la résolution à laquelle nous travaillons.

Nous avons choisi de prendre naturellement comme référence les données qui ont la résolution spatiale la plus élevée : les images HST (pixel de  $0''.04555$ ). Nous avons centré et tourné celles-ci de manière à ce que le grand-axe de la galaxie soit horizontal, et de manière à ce que les contours isophotaux soient centrés en  $(0,0)$ <sup>a</sup>. Nous avons effectué cette procédure avec une grande précision, en minimisant la variance standard de l'image obtenue par soustraction de l'image recentrée et retournée, par son symétrique par rapport à l'axe  $y$ . La précision obtenue est de  $0''.01$  et  $0.2$  deg.

L'ajustement des cubes OASIS est simple en pratique et se fait en utilisant la procédure `fitPSF3D`, décrite au § 2.1.. Nous avons appliqué l'algorithme au cube final, en utilisant comme image HR l'image HST F814W qui a été recentrée et tournée correctement suivant la description du paragraphe précédent. Non seulement obtient-on de cette manière la représentation gaussienne de la FEP du cube, mais également son centrage et sa rotation par rapport à l'image HR.

Le centrage des poses STIS est légèrement plus délicate : nous avons calculé l'angle de rotation entre la fente STIS et l'image WFPC2 F814W recentrée, de manière à simuler une fente sur l'image WFPC2 et à obtenir la représentation du profil de lumière le long de la fente. Cet angle est déterminé par des mots clés dans les descripteurs des images. En corrigeant par les deux FEP respectives, nous avons superposé le profil de lumière résultant, et le profil résultant des images STIS sommées sur tout leur spectre. Le centrage se fait ensuite manuellement, en décalant les poses STIS avec la valeur idéale.

## 2.5. Résultats

### 2.5.1. OASIS

Les champs de vitesse et de dispersion sont représentés sur la Figure II.3. La conclusion immédiate qui découle de cette cinématique est l'existence d'un CCR de taille très réduite au sein de NGC 4621. En effet, le champ de vitesse et en particulier la coupe de celui-ci le long du grand axe de la galaxie montre très clairement une inversion de la vitesse à  $0''.8$ , ce qui correspond à 70 pc. Si l'on regarde le Tableau (ii), l'on s'aperçoit qu'il s'agit de loin le plus petit CDC jamais observé, avec l'exception de M31, qui possède une structure découplée en co-rotation de 3 pc. En analysant de plus près le tracé de la courbe de vitesse nulle (CVN, en gras sur la figure II.3), on s'aperçoit que le centre de celle-ci est légèrement décalé par rapport à l'origine ( $0''.2$  vers le SE). Cependant, la qualité des données ne permet pas de mesurer l'angle  $\Psi$  entre l'axe de rotation principal et celui du coeur. L'amplitude maximale de vitesse du CCR est de  $35 \text{ km.s}^{-1}$ , et la dispersion des vitesses maximale de  $330 \text{ km.s}^{-1}$ .

Nous avons ensuite utilisé la procédure `fit/ell3` de MIDAS pour ajuster une somme d'ellipses de rapport d'axes  $b/a$  variable sur le profil de dispersion, ainsi que sur le profil de lumière en F814W corrigé par la FEP d'OASIS sur le même champ. Nous avons représenté sur la figure II.4 les profils d'ellipticité  $e = 1 - b/a$  le long du grand axe. Il apparaît clairement que le profil de la dispersion des vitesses est plus aplati à partir de  $1''.2$ , avec une ellipticité de 0.43 à  $2''.2$  contre 0.36 pour l'image HST. Ceci pourrait être expliqué par l'existence d'un disque en contre-rotation qui s'étendrait au-delà du coeur visible sur le champ de vitesse.

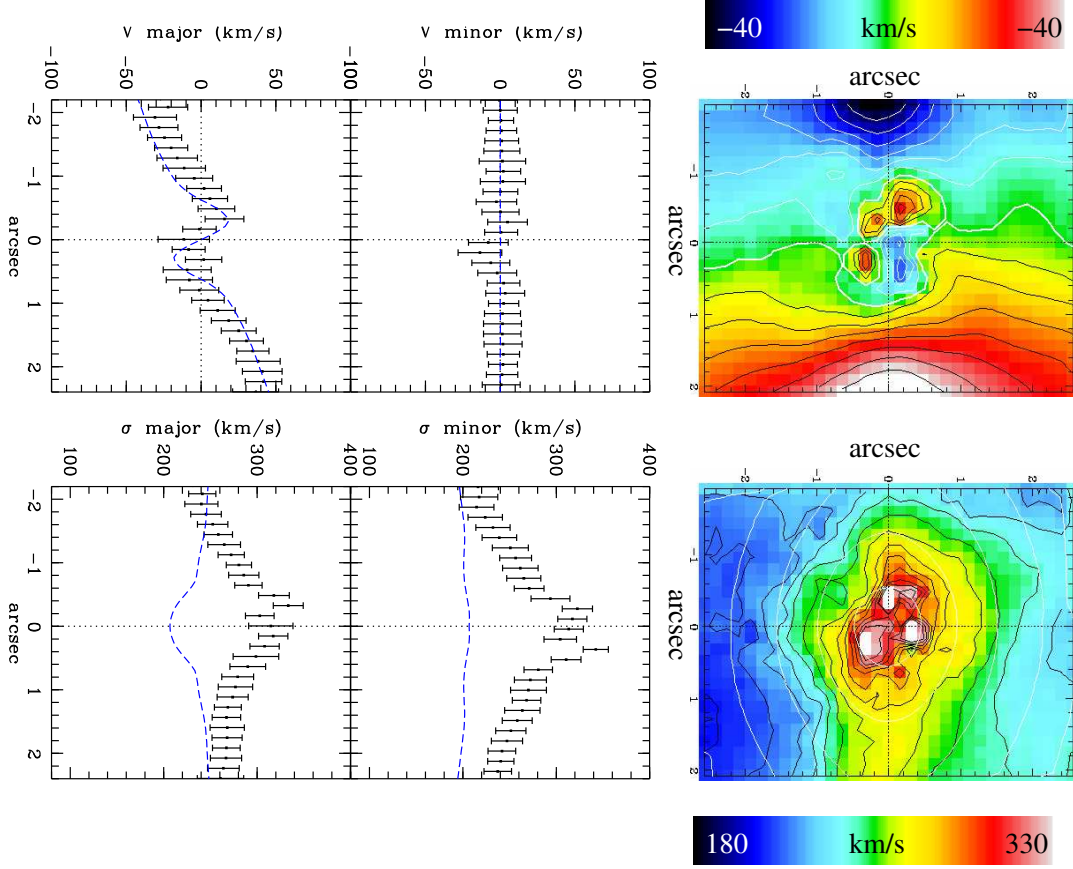


FIG. II.3 – Cinématique de NGC 4621 vue par OASIS en optique adaptative. En haut : champ de vitesse (gauche) et champ de dispersion des vitesses (droite). En bas : coupes moyennes correspondantes le long des axes principaux de la galaxie. La courbe pleine correspond au modèle à deux intégrales (c.f. § 5.3.).

### 2.5.2. STIS

Les paramètres cinématiques extraites des données STIS sont représentés sur la figure II.5. Les données confirment l'existence du CCR, ainsi que du décentrage. La taille du coeur est de  $0''.7$  (60 pc), et son centre (du profil de vitesses) se trouve en  $x = -0''.05$  ( $\sim 4$  pc). Le pic de dispersion est également décentré, de la même quantité. Ces valeurs sont compatibles avec les données OASIS, étant donné la différence de résolution spatiale.

### 2.5.3. Images HST

Les deux images du télescope spatial, ainsi que les trois poses individuelles associées à chacune d'elles montrent une structure très particulière au centre de NGC 4621. En effet, le maximum d'intensité est très légèrement mais significativement décentré par rapport à (0,0). En effet, il est situé à  $0''.01$  en direction de l'Est (Figure II.6). Nous avons également construit une carte de couleur à partir des deux filtres HST, que nous appellerons par la suite

a En évitant les contours à l'intérieur de  $0''.2$ , ceux-ci étant déformés (cf. § 2.5.3.)

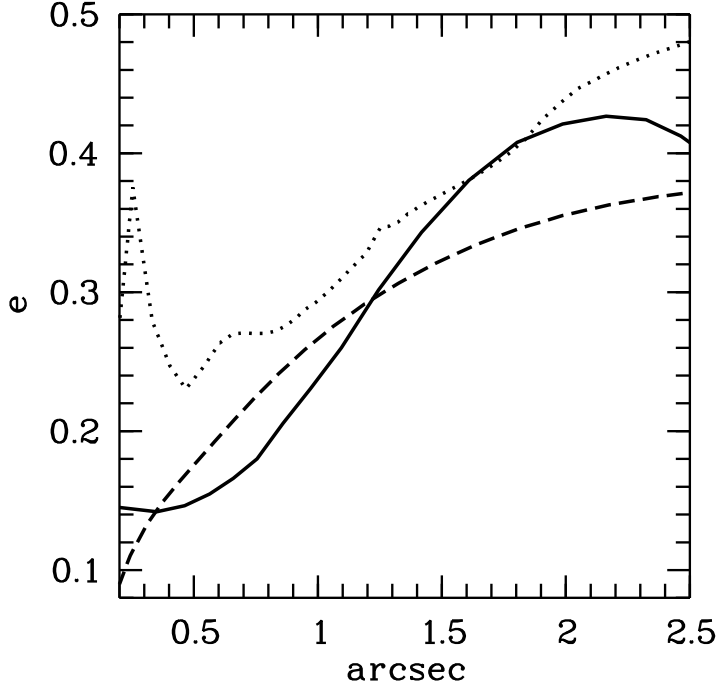


FIG. II.4: Profil central d'ellipticité de NGC 4621. Courbe pleine: dispersion des vitesses. Courbe discontinue: image HST F814W. Courbe pointillée: carte HST V – I. La résolution des données HST a été dégradée à celle d'OASIS ( $0''.51$  LMH).

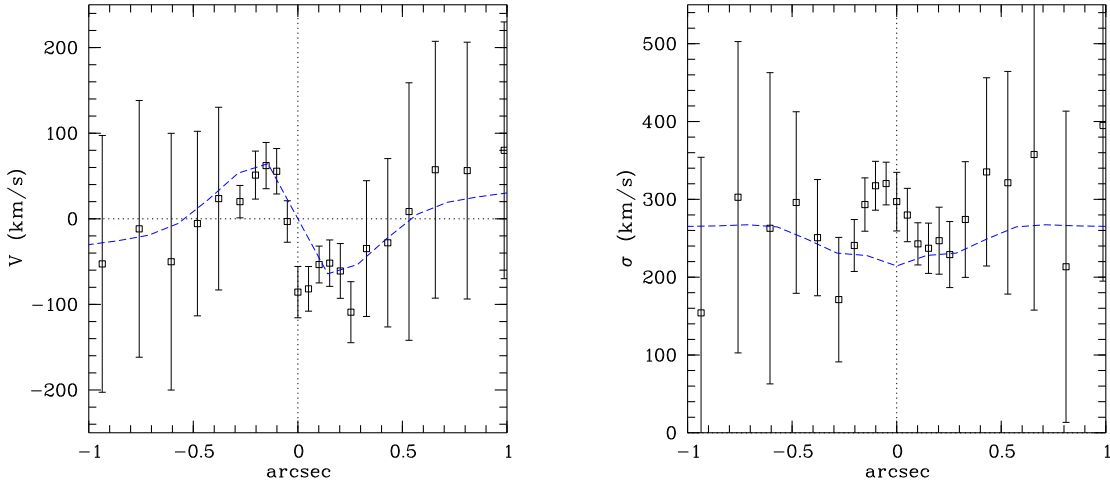


FIG. II.5 – Vitesse moyenne (gauche) et dispersion des vitesses STIS de NGC 4621 le long du grand axe de la galaxie, obtenus avec FCQ. La courbe pleine correspond au modèle à deux intégrales (c.f. § 5.3.).

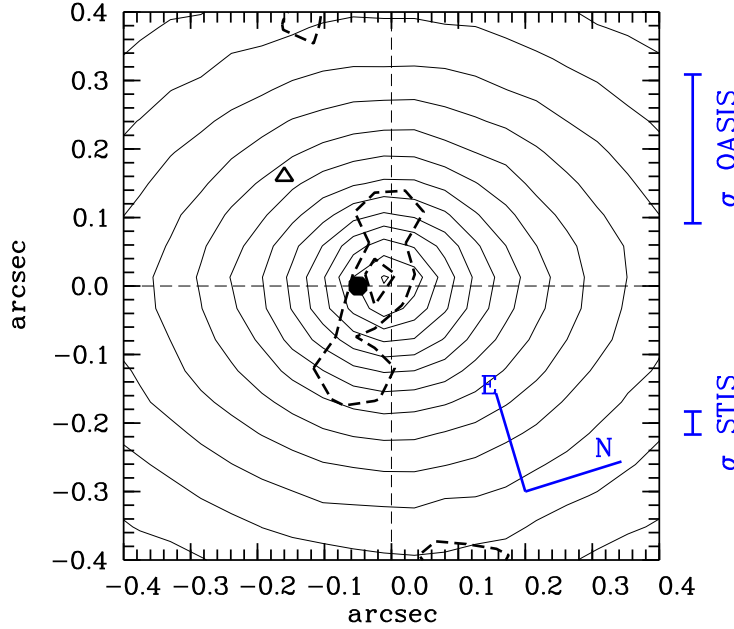


FIG. II.6 – Isocontours internes de NGC 4621 (WFPC2 F555W, contours pleins, step de 0.2 mag). Le centre (0,0) de la galaxie est défini comme le centre des isophotes externes (extérieurs à 0''.2). Le triangle et le cercle correspondent respectivement au centre du CCR mesuré par OASIS et STIS. Les barres verticales correspondent aux résolutions spatiales OASIS et STIS ( $\sigma$ ). Les contours discontinus représentent la carte de couleurs  $V - I$  WFPC2 : niveaux 1.36 et 1.37 mag. Le Nord se situe à 73 degrés de l'ordonnée dans le sens des aiguilles d'une montre.

carte  $V - I$  par commodité, s'agissant de l'image F555W-F814W. Nous avons convolué chaque image par la FEP de l'autre (`convolfft` de MIDAS), de manière à homogénéiser celles-ci, puis nous les avons divisées. Nous avons porté une attention particulière au centrage d'une pose par rapport à l'autre, l'image résultante étant très sensible à ce paramètre. La carte résultante montre un gradient central ( $V - I$  augmente vers le centre), et une structure allongée le long de  $y$  (cf. contours discontinus sur la Figure II.6). Comme le montre le profil d'ellipticité de la figure II.4, l'aplatissement de cette structure est au même titre que la dispersion des vitesses plus élevé que celui de la luminosité intrinsèque en  $V$  ou  $I$  de la galaxie ( $e = 0.46$  contre  $e = 0.36$ ). Notons que pour cette comparaison nous avons ramené toutes les données à la résolution du cube OASIS, c.-à-d. 0''.51 de seeing (LMH).

## 2.6. Analyse générale

Nous allons résumer l'ensemble des caractéristiques qui découlent de ces observations. Les données spectroscopiques OASIS et STIS montrent clairement la présence d'un CCR de taille extrêmement réduite : 60 pc (STIS). En effet, si l'on compare cette valeur au tableau (ii), on s'aperçoit que la taille typique des CDC observés est de l'ordre du kpc, et que le record est de 200 pc (NGC 1404), ce qui est presque 4 fois plus que celui de NGC 4621. Ceci n'est pas étonnant avec le type d'instrument utilisé, qui est en général un spectrographe longue-



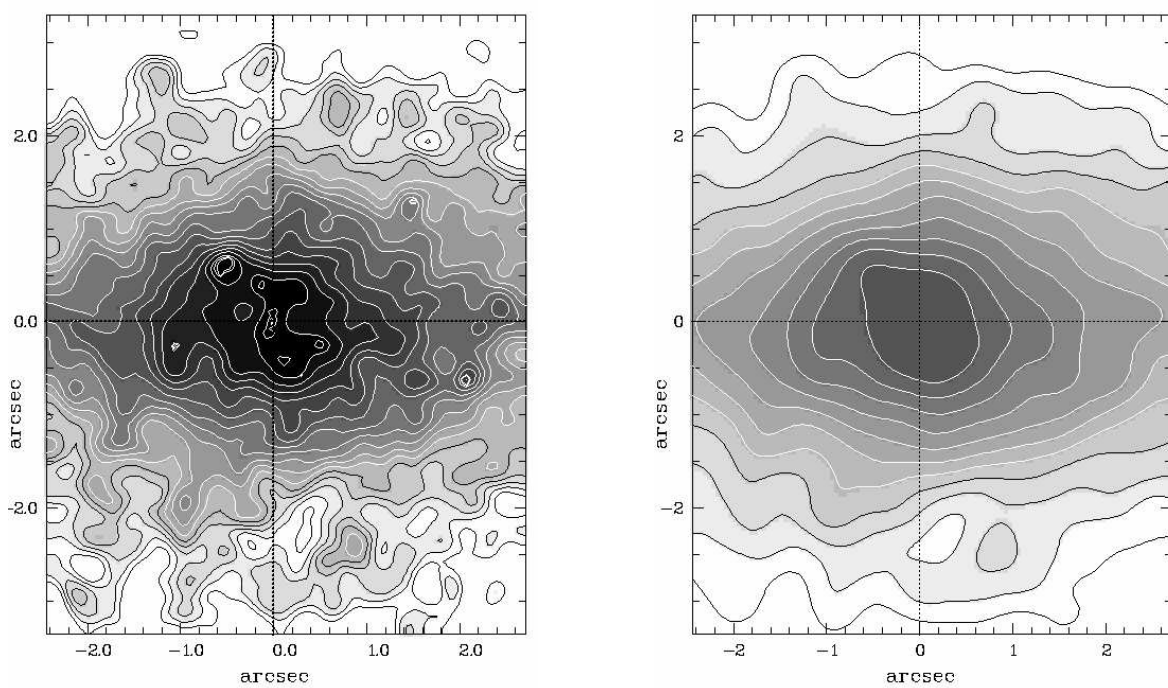


FIG. II.7 – Carte  $V-I$  (WFPC2, filtres F555W et F814W) de NGC 4621. Gauche : résolution HST. Droite : convolué avec la FEP des données OASIS ( $0''.51$  LMH).

fente sur un télescope au sol : le seeing minimum atteint pour ces observations est de  $1''.2$ , ce qui correspond justement à la taille des CDC des galaxies hôtes. Donc pour NGC 1399 et NGC 1404, la valeur de la taille est certainement qu'une indication, et l'existence-même de leur CCR est remise en cause en vue de la qualité des données. Il semble assez clair que ce biais semble avoir une origine observationnelle, des structures à cette échelle pouvant être détectées exclusivement avec un spectrographe spatial ou au sol ayant un bon seeing comme OASIS en optique adaptative. De plus, il est clair que la distance de la galaxie est également un facteur limitant, étant donné qu'il est à l'heure actuelle impossible de détecter une telle structure ( $\sim 50$  pc) dans une galaxie se situant au-delà de la barre des 30 Mpc.

Notons également le cas de M31, qui est une exception, se situant seulement à 800 kpc de nous, et au sein de laquelle on peut mesurer un coeur découplé en rotation prograde de 3 pc. Cet objet présente des indices pour une instabilité dynamique ou une onde de densité  $m=1$  (Bacon et al. 2001), le maximum de dispersion est en effet décentré par rapport au centre photométrique. Cela nous intéresse particulièrement ici, du fait du décentrement du CCR de NGC 4621. Certes, ce dernier peut paraître subtil (de l'ordre du pixel sur STIS), mais il est effectivement réel, étant donné sa présence systématique sur les différentes données (OASIS, STIS et même HST, même s'il n'est pas du même ordre de grandeur).

Notons en outre l'intéressante analyse des ellipticités dont la représentation est donnée à la figure II.4. Celle-ci révèle que l'aplatissement intrinsèque du profil de dispersion des vitesses ainsi que celui de la carte de couleur de NGC 4621 sont significativement supérieurs à celui de la brillance de surface, et ceci jusqu'aux bords du champ OASIS. Le premier point pourrait indiquer comme nous l'avons fait au paragraphe précédent que les étoiles en contre-rotation

s'étendraient au-delà de la taille du CCR, dans un disque en contre-rotation. En effet, alors qu'un disque en rotation prograde diminue la dispersion des vitesses le long du grand axe (structure froide, en forme de 8), deux disques en contre-rotation auraient au contraire pour conséquence d'augmenter la dispersion locale, et donc de créer une structure davantage aplatie que l'ellipticité intrinsèque due à l'inclinaison de la galaxie. La modélisation dynamique de Schwarzschild nous permettra au § 5. de répondre à cette question, en visualisant l'espace des orbites (c.f. p.ex. Cappellari et al. 2001).

### 3. NGC 4621 et OASIS sans optique adaptative

#### 3.1. Observation et Réduction

Ces données ont été collectées en Avril 2002, l'instrument étant monté sur le foyer f/8 du CFHT, donc sans optique adaptative, et en utilisant le nouveau CCD EEV. L'échantillonnage spatial est de  $0''.27$ , le champ de  $10''.4 \times 8''.3$ . Le mode spectral est MR1, qui correspond au domaine 4760-5558 Å, comprenant  $H_\beta$ ,  $Mgb$  et certaines raies du Fer, très intéressantes pour l'étude des populations stellaires.

Deux poses de 1 heure chacune ont été prises au cours de la même nuit d'observation. Nous avons utilisé la suite d'outils IFU standard pour la réduction, et nous n'avons pas rencontré de problèmes de rotation de la trame de microlentilles, comme cela le fut le cas lors de la série d'observations précédente. Par contre, nous avons rencontré des problèmes de franges, liées au nouveau CCD aminci. Nous avons utilisé l'étoile HD 93521 comme référence pour la calibration en flux, observée au cours de la même nuit. Nous avons associé les deux cubes de NGC 4621 et calculé la FEP résultante avec `fitPSF3D`, pour obtenir une LMH totale de  $0''.98$ . L'échantillonnage du cube associé est de  $0''.2$ .

L'estimation du S/N se fait dans IFU depuis la version 4.6 automatiquement lors de la réduction des cubes. Le calcul se fait par une estimation de la dispersion sur les zones ne contenant pas de raies. La valeur du S/N le long du grand axe de la galaxie est représenté sur la figure II.8. De manière à homogénéiser ce dernier sur le champ, nous avons effectué un rééchantillonnage bidimensionnel de type Quadtree des spectres du cube, en utilisant la procédure `bin_tiger` de IFU (c.f. § 2.2.). Nous avons ainsi réduit le nombre de spectres de 2143 à 693, tout en gardant le même échantillonnage dans la partie centrale (c.f. Fig. II.9).

Nous avons à nouveau utilisé l'algorithme FCQ décrit au § 2.3. pour l'extraction du PVLV de chaque lentille du cube rééchantillonné. L'étoile de référence cinématique que nous avons utilisé ici est HD 54810 qui est de type K0III. Nous avons ici encore effectué quelques tests de manière à minimiser l'effet de dépendance de l'étoile de référence. Ensuite, nous avons ajusté une fonction de Gauss-Hermite (van der Marel & Franx 1993) sur le profil des vitesses de manière à extraire les paramètres  $v$ ,  $\sigma$ ,  $h_3$  et  $h_4$ .

#### 3.2. Résultats

##### 3.2.1. Cinématique

Les résultats présentés sur la figure II.10 montrent de manière extrêmement claire le CDC de NGC 4621, et ont le grand avantage d'un S/N bien supérieur aux données de Janvier 2000 (comparer les figures II.1 et II.8), ce qui nous permet d'avoir une meilleure mesure des paramètres cinématiques sur l'extérieur du champ. En outre, la mesure des moments d'ordre

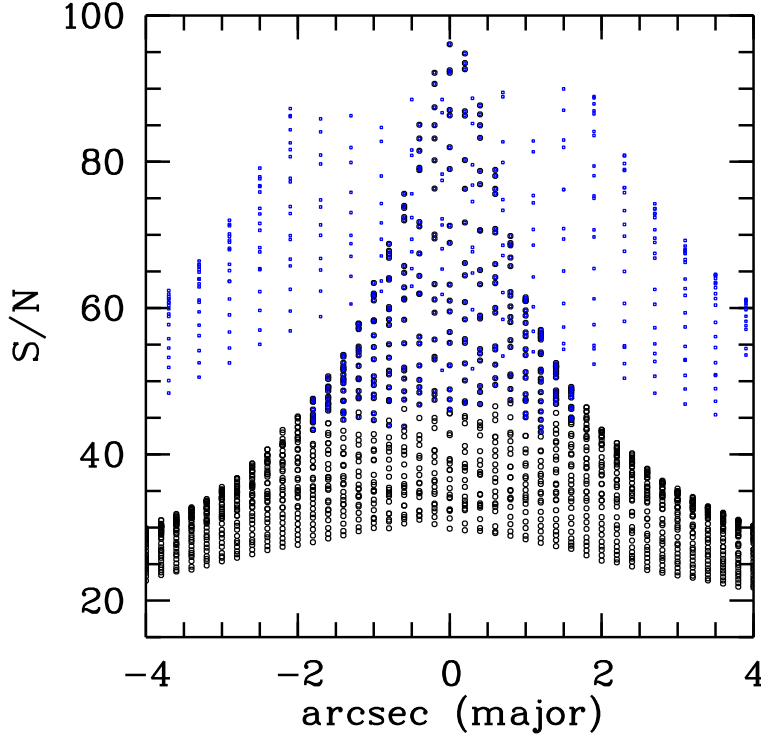


FIG. II.8: *Estimation du S/N sur le champ OASIS de NGC 4621 sans optique adaptative avant (cercles) et après rééchantillonnage (points).*

supérieur est rendue possible, même si celle-ci souffre encore de bruit haute-fréquence, comme on peut le voir sur la carte. En principe, il serait plus judicieux de rééchantillonner le champ différemment selon le paramètre qui nous intéresse. Cependant, cette méthode augmenterait considérablement la complexité des modèles dynamiques (plus de contraintes et donc taille de matrice plus élevée pour un modèle de Schwarzschild décrit au § 5.).

### 3.2.2. Indices de raies

Le champ  $H_\beta$  est plat et ne montre aucune structure particulière (Fig. II.11). Par contre, la carte  $Mgb$  montre une nette augmentation centrale selon une structure aplatie le long du grand axe, et il en est de même pour des indices du Fer. Cela est souvent le cas pour les CDC (Bender & Surma 1992) et montre un enrichissement en métallicité du coeur. Les auteurs argumentent le fait que ce genre de comportement favorise l'hypothèse de l'accrétion de gaz riche en métaux par la galaxie hôte et de formation stellaire ultérieure.

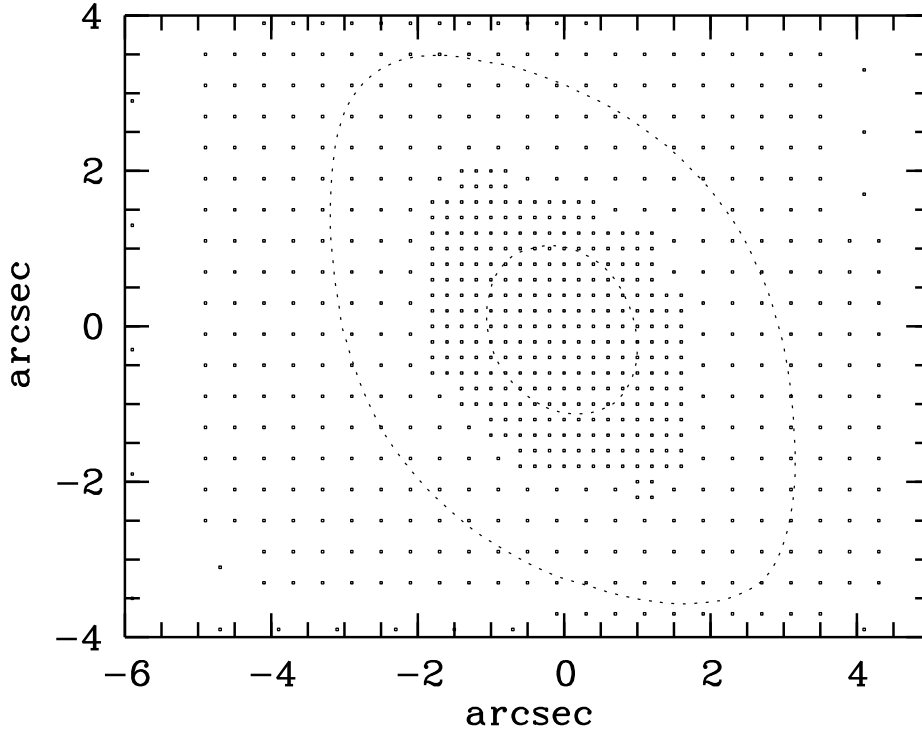


FIG. II.9 – Rééchantillonnage du champ de NGC 4621 observé avec OASIS sans optique adaptative. Les points correspondent aux centres des échantillons spatiaux. Dans la partie centrale (s'étendant sur  $2''$  sur le grand axe) l'échantillonnage est celui d'origine du cube assemblé :  $0''.2$ .

## 4. NGC 4621 avec SAURON

### 4.1. Données SAURON

#### 4.1.1. Observations et Réduction

Les données ont été collectées en Janvier 2001 au télescope William Herschel de La Palma. Le domaine spectral est  $4830\text{--}5285\text{ \AA}$ , donc très proche de celui d'OASIS sans optique adaptative, et l'échantillonnage spatial est de  $0''.8$  ( $0''.94$  avant combinaison des poses). Le champ couvert est de  $40'' \times 40''$  ( $33'' \times 41''$  avant combinaison). Huit poses ont été prises de 30 mn chacune, sur différentes nuits d'observation. La procédure `fitPSF3D` utilisée avec l'image du télescope spatial donne une LMH totale pour le cube assemblé de  $1''.57$ .

Nous avons effectué la réduction des données avec le logiciel IFU, en ne rencontrant pas de problèmes majeurs. La calibration en flux s'est faite en utilisant l'étoile de référence HD 37160. Nous avons également réduit les données provenant d'autres galaxies lors de la même série d'observations, mais ces objets ne nous intéresseront point dans cette étude.

Nous avons obtenu à nouveau le  $S/N$  de manière automatique, à partir du cube assemblé. Comme dans la section précédente, nous avons effectué un rééchantillonnage des données de

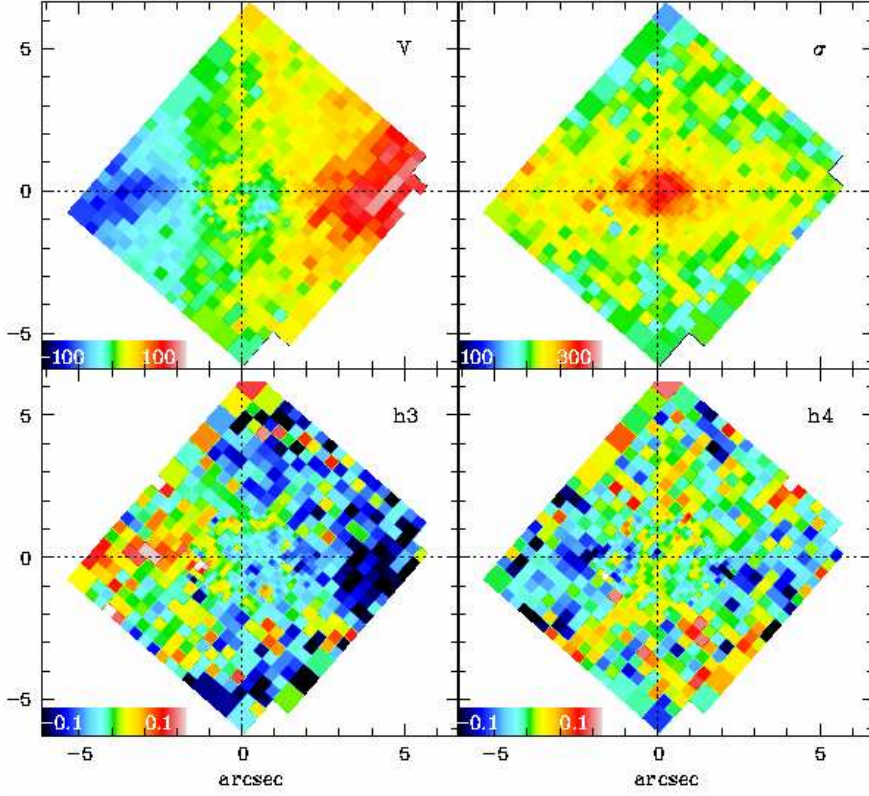


FIG. II.10: Champs de vitesse, dispersion,  $h_3$  et  $h_4$  de NGC 4621 vue par OASIS sans optique adaptative. On voit clairement les échantillons spatiaux de tailles différentes. Les champs ont été redressés pour avoir le grand axe le long de l'abscisse.

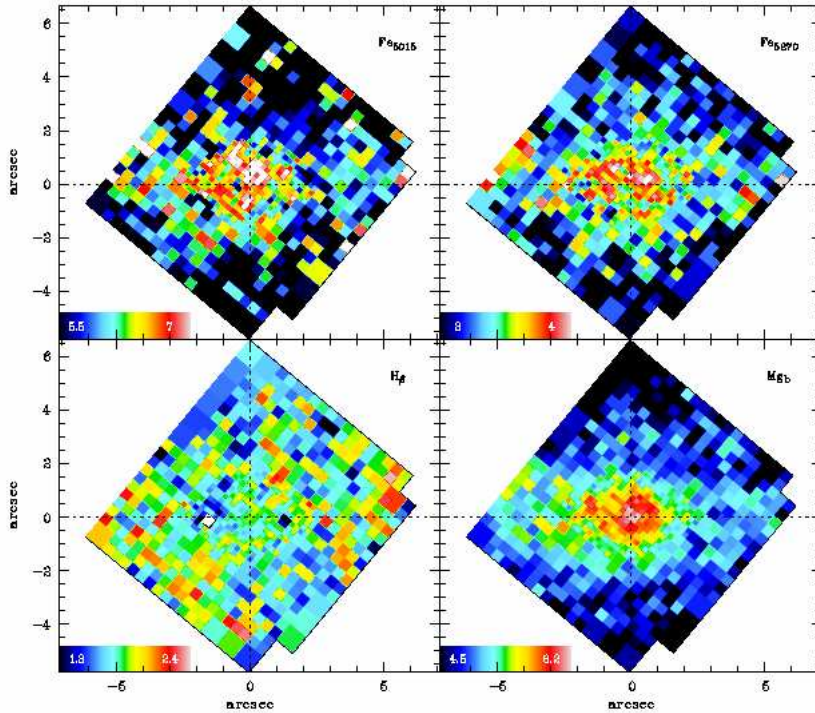


FIG. II.11: Indices de raies de NGC 4621 vus par OASIS sans optique adaptative.

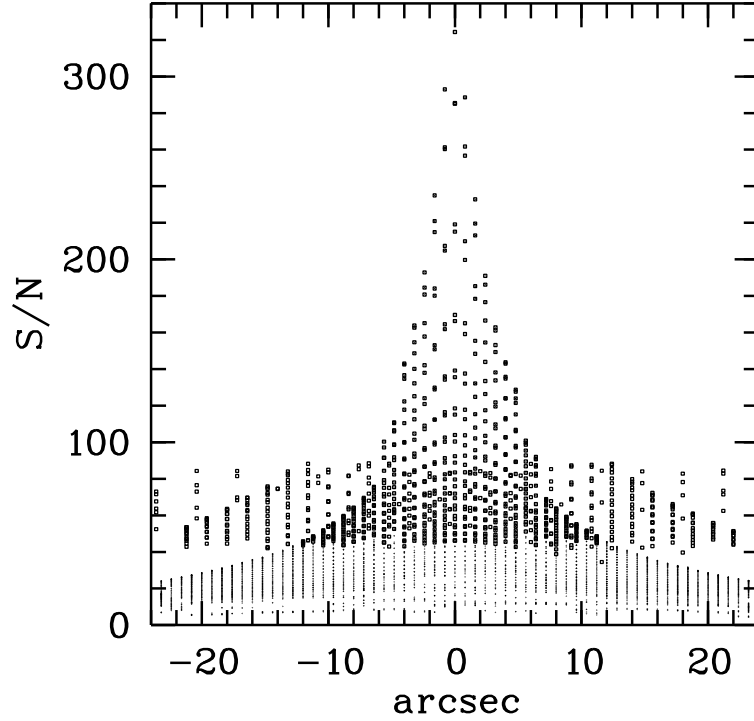


FIG. II.12: *Rapport S/N du cube **sau-ron** de NGC 4621, avant (cercles) et après (points) rééchantillonnage bidimensionnel.*

manière à homogénéiser le  $S/N$  sur le champ. Ainsi, nous avons réduit le nombre de spectres de 3241 à 1001. La valeur du  $S/N$  est donné sur la figure II.12.

Nous avons utilisé l'étoile de référence cinématique HD 172401 de type K0III, observée durant la même série. Le  $S/N$  fût suffisamment élevé encore une fois pour obtenir une bonne valeur quantitative pour les moments d'ordre supérieur du PVLV,  $h_3$  et  $h_4$ .

## 4.2. Résultats

Les champs des paramètres cinématiques sont donnés sur la figure II.13, et les indices de raies sur la figure II.14. Malgré sa petite taille, le CCR est visible sur les champs **sau-ron**. En effet, on observe un léger aplatissement de la vitesse, et une forme en S de la CVN, qui montre une légère indication que la galaxie n'est pas axisymétrique. Les indices de raies montrent la même tendance que sur les champs OASIS, à savoir un  $H_\beta$  plat, et une augmentation de la métallicité centrale.

## 5. Modélisations dynamiques de NGC 4621

Nous avons effectué un certain nombre de modèles dynamiques de NGC 4621, selon les données qui étaient disponibles à l'heure de leur élaboration. Le principe général de la modélisation est décrit dans l'introduction générale. Nous allons ici plus entrer dans les détails. Notons que toutes les modélisations de ce travail se sont effectuées dans l'hypothèse axisymétrique, qui est dans le cas de NGC 4621 une bonne approximation, la photométrie ne montrant aucun signe de déformation isophotale sur le champ de l'image de l'OHP, et que seules les arcsecondes centrales sont perturbées en ce qui concerne la cinématique.



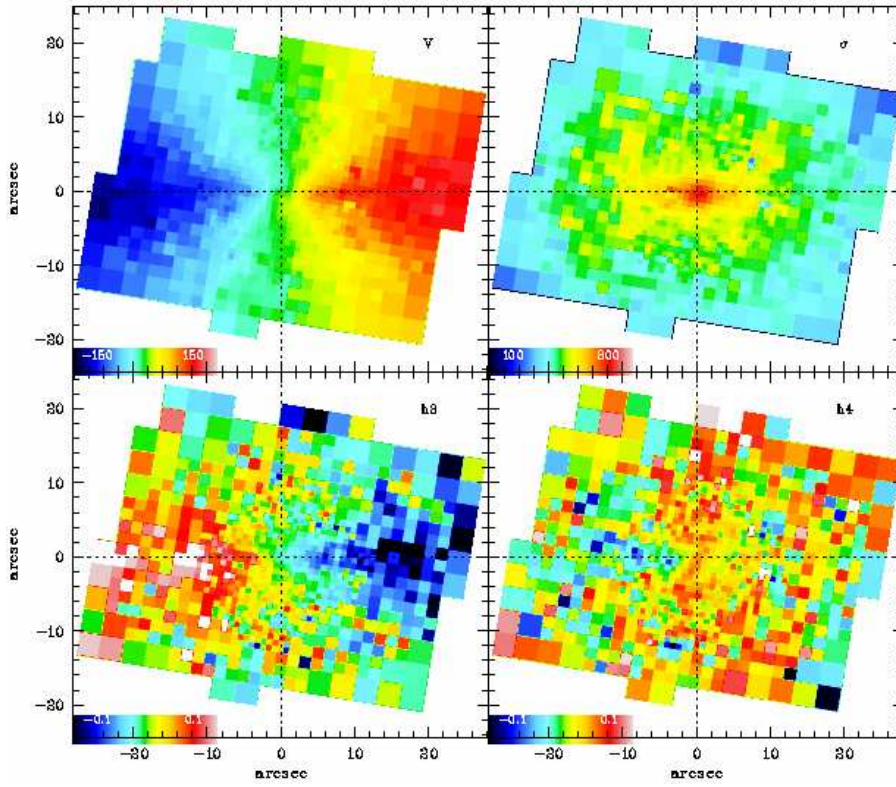


FIG. II.13: *Cinématique de NGC 4621 avec SAURON.* Le rééchantillonnage bidimensionnel a été utilisé de manière à améliorer le S/N.

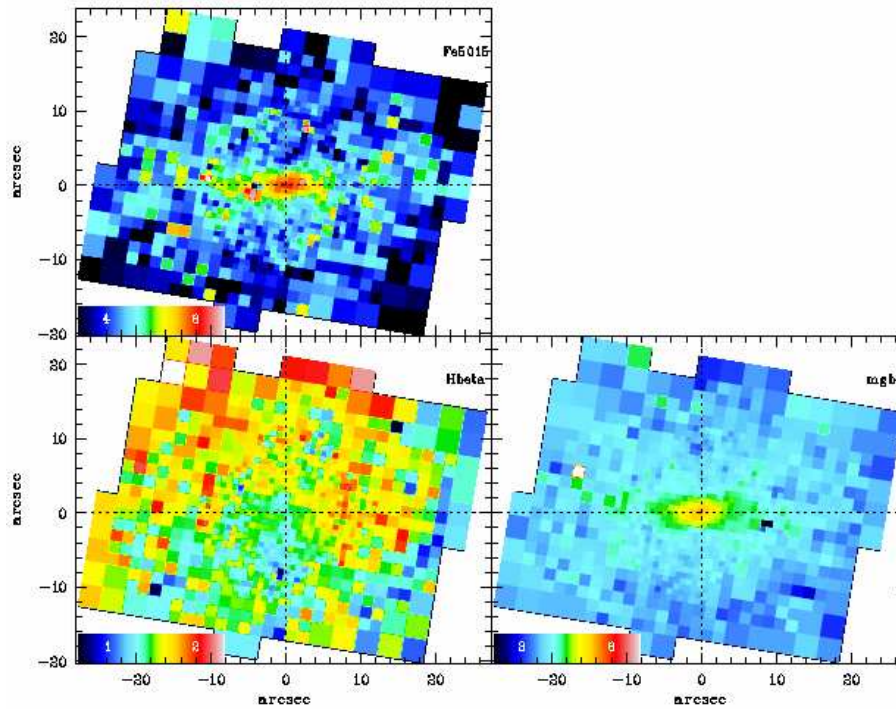


FIG. II.14: *Indices de raies de NGC 4621 vue par SAURON.*

### 5.1. Potentiel gravitationnel

Tout d’abord, l’enjeu est d’obtenir un potentiel gravitationnel tridimensionnel pour représenter la galaxie. Pour des raisons évidentes, il est préférable d’avoir une représentation analytique de ce dernier. Nous avons pour ce faire utilisé la méthode de superposition de gaussiennes (“Multi Gaussian Expansion”, MGE, Monnet et al. 1992, Emsellem et al. 1994), qui permet de représenter le profil de lumière sous forme d’une somme de fonctions gaussiennes bidimensionnelles, et moyennant un angle d’inclinaison  $i$  de la galaxie, la densité de lumière spatiale sous forme d’une somme de fonctions gaussiennes tridimensionnelles. Ensuite, en supposant un rapport masse sur luminosité  $\Upsilon$  constant, on obtient une représentation de masse lumineuse dans l’espace  $(x,y,z)$ . Les seuls paramètres libres sont donc  $i$  et  $\Upsilon$ , et il s’agira par la suite de trouver leur valeur optimale. En toute généralité le rapport masse/luminosité n’est pas constant, mais reste en général une bonne approximation.

En pratique, il est nécessaire à la fois d’avoir une image grand-champ de la galaxie de manière à obtenir la représentation de la masse totale, mais aussi une image à haute résolution spatiale de manière à échantillonner correctement le noyau, qui présente une concentration très forte de masse.

Pour NGC 4621, nous avons utilisé l’image en bande  $V$  de l’OHP, combiné avec l’image F555W du télescope Hubble. La procédure se fait en deux étapes en général, et en trois ici pour NGC 4621, à cause de son noyau particulier (c.f. § 2.5.3.). Elle tient compte de la FEP des deux jeux de données pour ajuster un modèle déconvolué sur la galaxie. Nous avons tout d’abord ajusté une somme de 7 Gaussiennes de même centre et de même angle de position, axisymétrie oblige, sur l’image grand champ. Ensuite, nous avons soustrait le bulbe du modèle (les 5 Gaussiennes extérieures) à l’image HST. Pour éviter les problèmes de convergence dus au centre photométrique particulier de NGC 4621, nous avons ensuite ajusté une somme de 10 Gaussiennes sur l’image résultante en prenant garde d’exclure la partie centrale à l’intérieur d’un rayon de  $0''.2$ . Finalement, nous avons soustrait ce modèle (8 premières Gaussiennes uniquement) à l’image, pour enfin ajuster la partie la plus centrale avec 2 Gaussiennes de manière manuelle (l’algorithme ne convergeant pas). Ainsi nous obtenons un modèle photométrique de la galaxie avec 15 Gaussiennes, dont les paramètres sont donnés sur le tableau II.1 et la représentation graphique sur la figure II.15. On voit que l’ajustement gaussien reproduit de manière fidèle la distribution de lumière de NGC 4621. Même le profil d’ellipticité est correctement reproduit, avec un léger décalage aux alentours de  $8''$ .

### 5.2. Modèle de Jeans

Nous avons effectué une première étape de modélisation dynamique en calculant un modèle de Jeans de NGC 4621, en utilisant uniquement les données OASIS de Janvier 2000, ainsi que des données longue-fente de Bender et al. (1994) (c.f. article en Annexe). Il s’agit de résoudre le deuxième moment de l’équation de Boltzmann (Éq. (I.2), p. 32), en utilisant le modèle MGE comme base pour le potentiel gravitationnel. On résout ces équations qui sont ensuite projetées sur une grille spatiale couvrant l’emplacement des données cinématiques disponibles, avec une marge pour permettre une convolution par la FEP. La grille présente un espacement en loi de puissance entre les points de manière à échantillonner davantage les parties nucléaires. Ensuite, on convolue par les différentes FEP (OASIS et données longue-fente), et on compare aux données observationnelles. La valeur que l’on compare est le deuxième moment élevé au carré, c.-à-d.  $\mu^2 = \sigma^2 + v^2$ , vu que celui-ci est directement proportionnel au



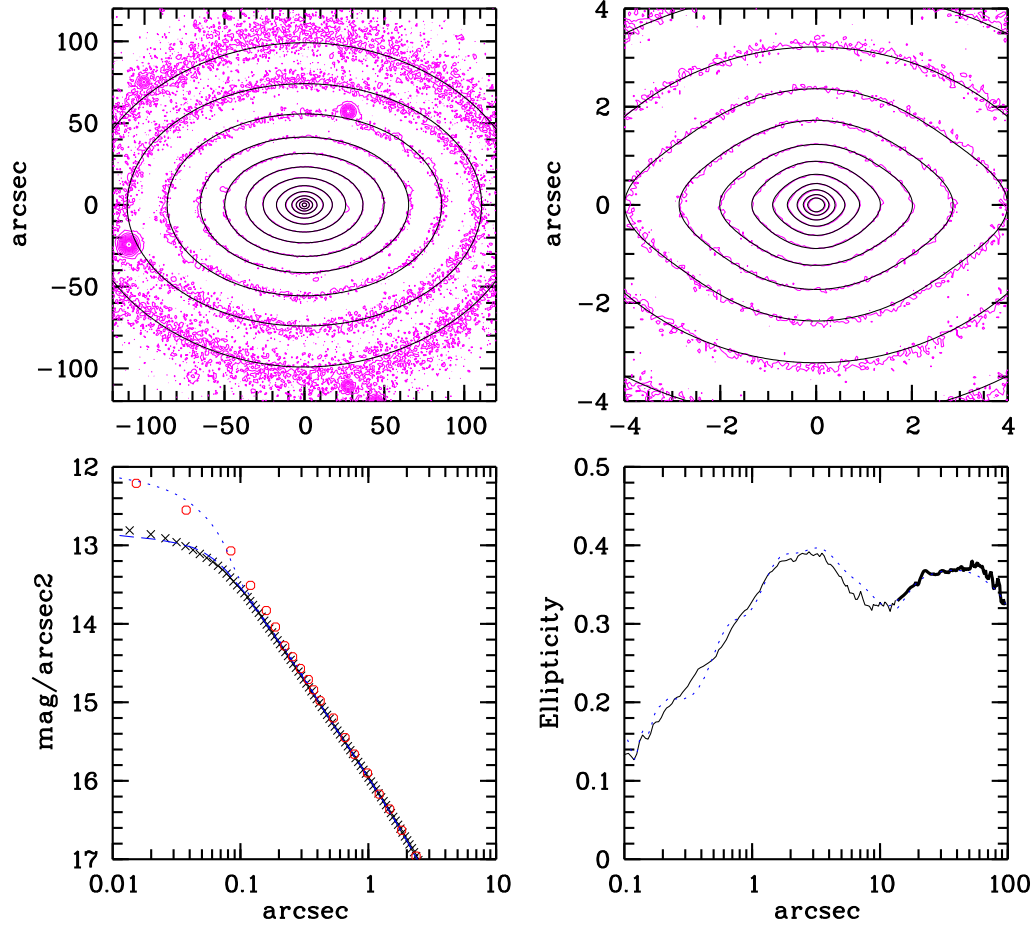


FIG. II.15 – *Haut*: Ajustement MGE (contours épais) de NGC 4621 superposés sur l'image V (contours fins). *En haut et à gauche*: image OHP en V. *En haut à droite*: HST/WFPC2 F555W (écart entre les isocontours:  $0.4 \text{ mag/arcsec}^2$ ). On voit clairement le disque nucléaire sur l'image HST. *En bas à gauche*: profils de lumière de NGC 4621 le long de  $r^2 = x^2/a^2 + y^2/b^2$ , où  $a$  et  $b$  sont les grand et petit axes de l'ellipse ajustée respectivement. Les croix correspondent à l'image WFPC2, les cercles aux données deconvoluées WFPC1 de Byun et al. (1996). Les courbes discontinues et pointillées correspondent au modèle MGE convolué et déconvolué respectivement. *En bas à droite*: profil d'ellipticité, avec les données OHP (courbe en gras) et WFPC2 (courbe fine) ainsi que le modèle MGE (courbe pointillée).

	$I(L_{\odot}.pc^{-2})$	$\sigma('')$	$q$
1	$4.502 \cdot 10^5$	0.040	0.860
2	$7.713 \cdot 10^4$	0.112	0.610
3	$4.792 \cdot 10^4$	0.201	0.941
4	$1.161 \cdot 10^4$	0.438	<b>0.344</b>
5	$1.475 \cdot 10^4$	0.516	0.919
6	$4.638 \cdot 10^3$	1.036	<b>0.325</b>
7	$6.317 \cdot 10^3$	1.280	0.872
8	$3.357 \cdot 10^3$	2.486	<b>0.275</b>
9	$2.700 \cdot 10^3$	3.211	0.658
10	$1.326 \cdot 10^3$	5.698	0.817
11	$6.313 \cdot 10^2$	6.926	<b>0.377</b>
12	$6.417 \cdot 10^2$	12.468	0.639
13	$3.295 \cdot 10^2$	25.674	0.627
14	$8.208 \cdot 10^1$	57.091	0.633
15	$1.517 \cdot 10^1$	128.782	1.000

TAB. II.1: *Modèle photométrique MGE de NGC 4621 dans la bande V. Les composantes correspondant au disque nucléaire sont mises en caractères gras.*

rapport masse/luminosité. On tente d'ajuster le rapport masse/luminosité  $\Upsilon$  et l'inclinaison  $i$  de manière à minimiser l'écart entre le modèle et les données observationnelles. L'étude en question ne nous a pas permis de contraindre  $i$  – probablement dû à la faible couverture des données utilisées ici – mais nous a permis de trouver une valeur initiale du rapport masse/luminosité dans la bande  $V$  de  $\Upsilon = 6.6 M_{\odot}/L_{\odot}$ .

### 5.3. Modèle à deux IDM

Ensuite, avec les mêmes données, nous avons reconstruit la fonction de distribution à deux intégrales de NGC 4621 en utilisant le formalisme de Hunter & Qian (1993). Ce dernier se base sur l'intégration de l'équation de Boltzmann dans le plan complexe, et permet de calculer de manière numérique et unique la partie paire en  $L_z$  de la FD en se servant toujours du modèle MGE, qui simplifie considérablement l'opération. Ensuite, la partie impaire est paramétrisée de manière judicieuse, et les paramètres optimaux sont recherchés de manière à ajuster le mieux possible les données longue-fente ainsi que les données OASIS. Nous n'entrerons pas ici dans les détails de cette méthode, en renvoyons le lecteur à l'article 1 en annexe A. pour plus de détails. Nous nous contenterons ici d'en illustrer et commenter les principaux résultats ainsi que les conclusions.

#### 5.3.1. Résultats et Commentaires

Le premier résultat est que nous n'avons pas pu, de la même manière que pour le modèle de Jeans, contraindre l'inclinaison  $i$  de la galaxie, ce qui indique que cette dégénérescence provient de la nature des données. En effet, des données intégrales sur un champ plus grand sont probablement nécessaires (Verolme et al. 2002). Le deuxième résultat important est que nous n'avons pas été en mesure d'ajuster simultanément les 4 paramètres cinématiques des données longue-fente, quelle que soit la paramétrisation utilisée (c.f. Fig. II.16). Ceci est un fort indicateur que le modèle utilisé est physiquement incorrect, et que la fonction

de distribution dépend d'une troisième IDM. Nous avons choisi de représenter ici un modèle reproduisant le mieux possible l'ensemble des paramètres, en donnant plus d'importance aux deux premiers moments du PVLV.

Pour la partie centrale, nous avons choisi de ne pas inclure de composante nucléaire de masse sombre, en vue d'une modélisation plus complète à trois IDM ultérieure. Cela explique la valeur sous-estimée de la dispersion des vitesses au centre. Cependant, nous avons trouvé une paramétrisation qui rend bien compte du champ de vitesses du CCR, en ce qui concerne sa taille et son intensité, mais bien évidemment pas de son décentrement (approximation axisymétrique). Nous avons représenté sur les Fig. II.5, p. 41 et Fig. II.3, p. 40 la comparaison du modèle avec les données STIS et OASIS respectivement, ainsi que le champ de vitesse sur le champ OASIS sur la figure II.17.

### 5.3.2. Discussion et Conclusions

Même si NGC 4621 semblait présenter les caractéristiques principales de l'axisymétrie, mis à part sa partie nucléaire, ce modèle nous a permis de montrer qu'un modèle à deux IDM n'était pas suffisant pour décrire correctement cette galaxie. Donc il pourrait sembler inadapté de tirer des conclusions quant aux paramètres physiques que l'on pourrait tirer de ce modèle. Cependant, étant donné que la partie centrale semble être ajustée correctement (mis à part la dispersion des vitesses), nous avons décidé de calculer la fraction de masse du CCR prédite par la FD à deux IDM. Certainement cette valeur ne sera que de nature qualitative, mais nous verrons qu'elle est déjà un bon indicateur comparé à la valeur obtenue avec un modèle à trois IDM.

Nous avons procédé de la manière suivante : la paramétrisation choisie (c.f. Annexe A.) nous permet d'isoler en énergie  $E$  (première IDM) le CCR : il s'agit des points de la FD dont l'énergie normalisée  $E_p$  est supérieure à 0,62 (énergie de l'orbite circulaire  $R \sim 1''$ ). Ensuite, il reste à trouver un critère pour la deuxième IDM :  $L_z$ . Nous avons choisi d'assigner au coeur toutes les étoiles en rotation rétrograde, c.-à-d. celles pour lesquelles  $L_z < 0$ , ce qui est en accord avec la paramétrisation choisie : nous avons utilisé une transition cinématique brutale entre le bulbe et le CCR. Bien évidemment, ce choix de points de la FD au CCR est plus ou moins arbitraire, mais il permet d'obtenir une valeur qualitative, qu'il s'agira d'affiner avec les modèles à trois IDM. Nous avons ensuite intégré la partie de la FD assignée au CCR le long de la ligne de visée, pour obtenir la distribution de masse projetée sur le ciel, qui nous donne donc la masse du CCR via le rapport masse/luminosité. Nous obtenons une fraction de 0,12% de la masse totale de la galaxie (donnée par MGE) qui est de  $1.78 \cdot 10^{11} M_\odot$ . La masse totale du CCR est donc de  $2.13 \cdot 10^8 M_\odot$ . Immédiatement, on peut comparer ce chiffre à la galaxie IC 1459 pour laquelle le même chiffre est disponible, et qui abrite un CCR de 1.7 kpc : la fraction de masse est de 0,5% (Cappellari et al. 2001). Nous devons toutefois être prudents sur ce chiffre avant de tirer des conclusions hatives, et nous allons notamment le recalculer au paragraphe suivant, dans le cadre d'un modèle le plus général possible dans la mesure de l'approximation axisymétrique : le modèle à trois IDM.

## 5.4. Modèle à trois IDM de Schwarzschild

Dans ce paragraphe nous allons présenter en détail les modèles dynamiques à trois IDM de NGC 4621 que nous avons réalisés. Le contexte théorique a été discuté au § 3., p. 31, et nous allons ici détailler les aspects techniques, ainsi que les résultats propres à NGC 4621. Nous

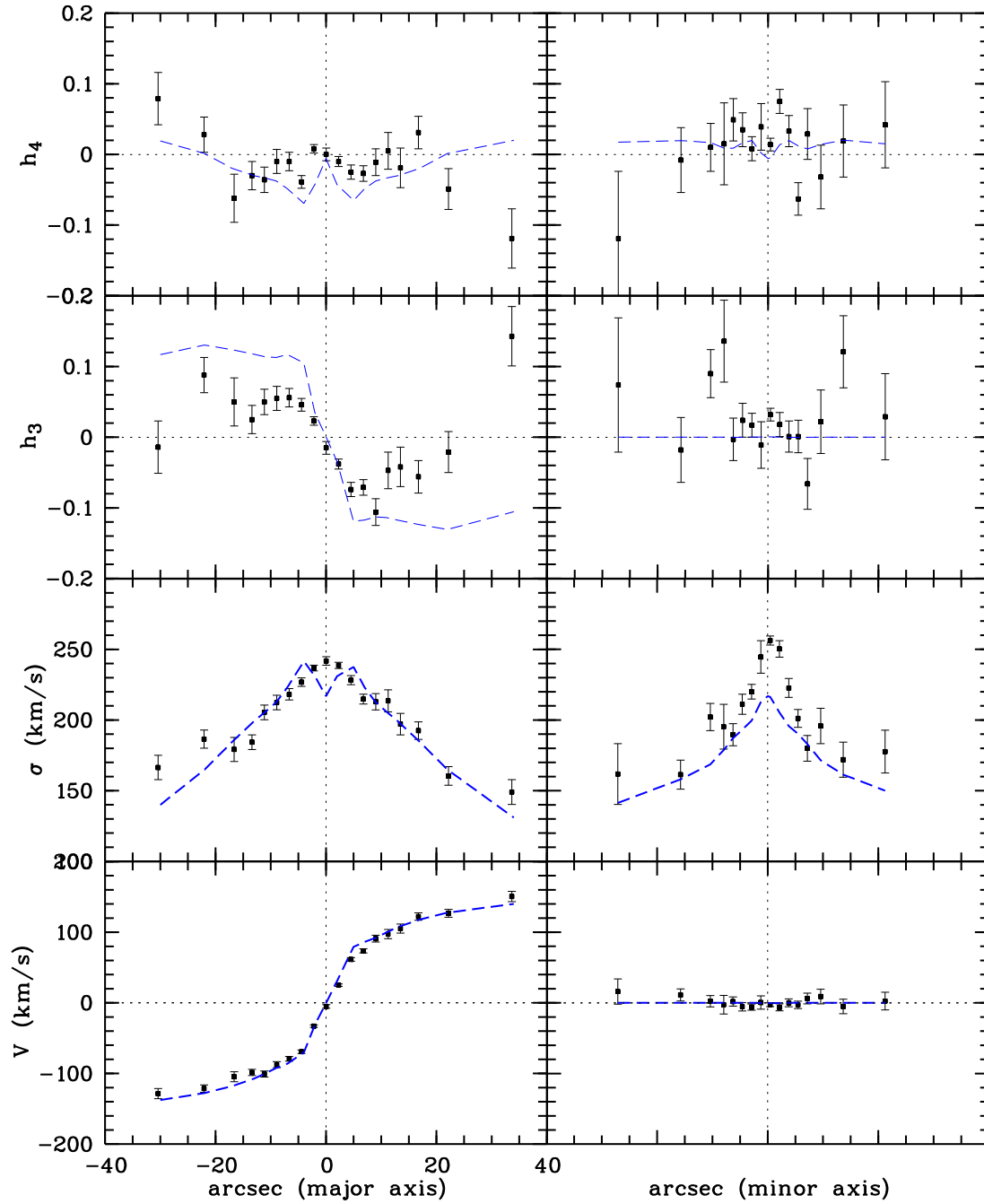


FIG. II.16 – Ajustement d'un modèle de FD à deux IDM de NGC 4621. À gauche : grand axe. À droite : petit axe. L'inclinaison est de 90, le modèle de masse sans trou noir et avec  $\Upsilon_V = 6.06$ . Les points correspondent aux données longue-fente de Bender et al. (1994), et la courbe représente le modèle.

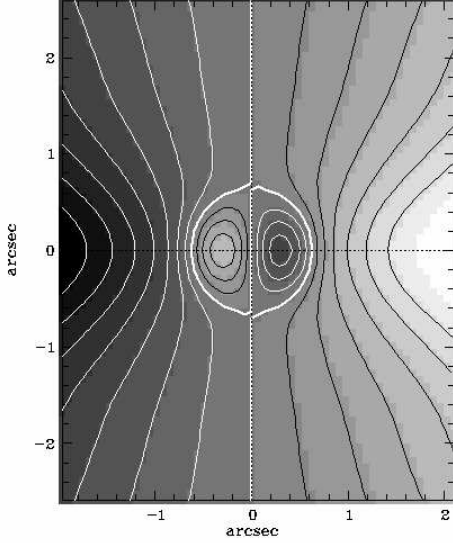


FIG. II.17: *Modèle à deux IDM de NGC 4621 sur le champ OASIS avec optique adaptative (à comparer avec la Fig. II.3, p. 40). Les niveaux de gris vont de  $-50$  à  $+50 \text{ km.s}^{-1}$*

avons utilisé l'implémentation de Cappellari et al. (2001) de la méthode de superposition des orbites de Schwarzschild (1979, 1982).

#### 5.4.1. Principe du modèle

NGC 4621 est la seule galaxie de ce travail pour laquelle nous avons utilisé trois jeux de données cinématiques : STIS, OASIS et **saupron**. Ce grand nombre de contraintes (1715 ouvertures, dont 1001 pour **saupron**, 21 pour STIS et 692 pour OASIS) nous permettra d'obtenir des informations très précises sur la dynamique tridimensionnelle de NGC 4621, et sur les paramètres physiques tels le rapport masse/luminosité et l'inclinaison  $i$ , ainsi que la masse du trou noir central. Nous pourrions également obtenir une estimation plus précise de la composante cinématiquement découplée que celle obtenue pour les modèles à deux intégrales (§ 5.3.).

Nous n'allons pas entrer dans les détails techniques de l'implémentation de la méthode de Schwarzschild, et nous laisserons le lecteur se référer aux publications suivantes s'il souhaite obtenir davantage d'informations : Rix et al. (1997), van der Marel et al. (1998), Cretton et al. (1999). Cependant, nous allons rappeler les différentes étapes ainsi que les grandes lignes de fonctionnement du programme. Tout d'abord, il convient de garder à l'esprit les trois étapes principales de la méthode :

1. Construction d'une grille dans l'espace des IDM
2. Intégration de toutes les orbites de cette grille et calcul de la contribution de chaque orbite sur chaque contrainte
3. Construction du problème matriciel  $[A][x] = [b]$  et résolution MCNN

1. La première étape est cruciale et détermine la taille de la librairie d'orbites, qui conditionnera fortement l'ajustement du modèle. La grille pour la première IDM, l'énergie  $E$  de l'orbite se fait de manière très simple, en réalisant un espacement logarithmique sur les rayons au centre de la galaxie. Soit  $\Phi(r,z)$  le potentiel gravitationnel découlant du modèle MGE dans le plan méridien  $(r,z)$ . Pour chaque énergie  $E$ , il existe une orbite circulaire de

rayon  $R_c$  et de vitesse  $V_c = \sqrt{R_c \partial_R \Phi|_{R_c,0}}$ . Son moment cinétique est maximal et correspond à  $L_{z,max} = R_c V_c$ . On échantillonne donc  $N_E$  rayons  $R_i$  dont l'énergie associée  $E_i$  correspond tout simplement à la somme du potentiel gravitationnel local  $\Phi(R_c,0)$  et de l'énergie cinétique  $\frac{1}{2}V_c^2$ . Nous avons utilisé la prescription suivante, à savoir  $R_1 = 0''.01$  et  $R_{N_E} = 3.5\sigma_M$  où  $\sigma_M$  correspond à la variance de la gaussienne la plus étendue du modèle MGE (pour NGC 4621 cela correspond donc à une valeur de  $R_{N_E} = 450''$ ). De cette manière, on inclut la quasi-totalité de la masse dans le modèle. Ensuite, l'algorithme utilise un espacement linéaire en  $L_z$ , de 0 à  $L_{z,max}$  correspondant respectivement à une orbite passant par le centre galactique et une orbite circulaire (en réalité, on utilise une grille ouverte dans laquelle ces deux valeurs extrêmes de  $L_z$  sont exclues, de manière à éviter des problèmes de singularité dans le potentiel gravitationnel lors de l'addition d'un trou noir central). Les orbites sont indicées en moment cinétique selon la valeur de  $\eta_i = L_{z,i}/L_{z,max}$  : dans le cas que nous avons utilisé ici,  $N_{L_z} = 7$ , on a  $\eta_i \in ]-1,1[$   $i = -7, -6, \dots, 6, 7$ . L'inclusion des orbites à moment cinétique négatif se fait naturellement en inversant le sens de rotation : il n'est pas nécessaire de les intégrer. La paramétrisation de la troisième IDM est moins intuitive, et se fait en utilisant la propriété d'une orbite régulière dans un potentiel axisymétrique à savoir que le tracé de l'orbite se trouve à l'intérieur de la CVN dans le plan méridien (Cretton et al. 1999). Pour ne pas entrer dans les détails (c.f. référence précédente), disons simplement que les orbites sont indexées par le rayon  $R_{CVN}$  auquel elles atteignent la CVN. Là encore, on préfère utiliser une grille ouverte pour des raisons numériques. Pour les modèles de NGC 4621, nous avons utilisé une grille de 20 énergies, 7 moments cinétiques et 7  $I_3$  ( $\zeta_j \in [0, \zeta_{max}]$ ,  $j = 1, \dots, 7$ ).

2. Les orbites étant dès lors indicées avec leurs trois IDM, il ne reste plus qu'à les intégrer dans le temps en suivant le potentiel gravitationnel  $\Phi$  fixe. On utilise un algorithme adaptatif de Cash-Carp/Runge-Kutta d'ordre 4-5 (Press et al. 1992) et l'équation de Newton dans le plan méridien et le potentiel gravitationnel effectif  $\Phi_{eff}(r,z) = \Phi(r,z) + \frac{1}{2}L_z^2/R^2$  (Binney & Tremaine 1987). L'intervalle d'intégration est modulable et on utilise ici 200 périodes orbitales, avec un pas de temps variable de l'ordre de  $10^{-2}$  périodes. On utilise une composante aléatoire pour la détermination du pas de temps pour des raisons numériques. Ensuite, on stocke dans un fichier pour chaque orbite sa contribution à l'ensemble des contraintes, c.-à-d. pour les contraintes d'autocohérence (MGE) le temps d'occupation dans la cellule spatiale concernée, et pour les contraintes cinématiques les moments du PVLV, le PVLV complet, ainsi que les moments dans le plan méridien.

3. Finalement, la matrice orbitale  $[A]$  contenant  $N_c$  lignes (contraintes) et  $N_o$  colonnes (orbites) est construite à partir du fichier, sachant qu'une sélection peut être faite sur les contraintes, si l'on désire ne pas inclure telle ou telle contrainte dans le modèle. La procédure MCNN est ensuite appliquée afin de résoudre le problème matriciel  $[A][x] = [b]$  avec la contrainte que  $x_i > 0 \forall i$  où  $[b]$  est le vecteur contenant l'ensemble des observables. C'est lors de cette étape que l'on peut également rajouter des contraintes de régularisation afin que la solution soit "plus régulière" dans l'espace des IDM. Le type de régularisation utilisée est le même que dans Cretton et al. (1999), à savoir que les dérivées secondes des poids normalisés  $[x_i/x_{i,0}]$  par rapport aux IDM soient suffisamment proches de zéro (les poids  $x_{i,0}$  sont une approximation des poids permettant de reconstruire la distribution d'énergie). On obtient ainsi 3 contraintes supplémentaires par orbite, les poids dépendant de 3 variables. L'algorithme résout alors le problème matriciel surdéterminé en minimisant la norme  $\|[b - x]\|$  au sens des

moindres carrés ( $\chi^2$ ).

Nous allons à présent détailler les contraintes utilisées lors du modèle le plus complet de NGC 4621, à savoir celui utilisant la totalité des données rééchantillonnées, ainsi que la régularisation. Le tableau II.2 classe les contraintes par type, et comptabilise les valeurs du  $\chi^2$  correspondant. Les contraintes de masse sont généralement appelées contraintes d'autoco-

Type de contrainte	Nb de contraintes	Nb cum. de contr.	$\chi^2$ /Nb cont.
Masse méridionale	120	120	20.727015
Masse projetée	140	260	14.897431
Masse ouvertures	<b>saupon</b>	1001	1.171950
	OASIS	693	
	STIS	21	
Vitesse ouvertures	<b>saupon</b>	1001	3.464388
	OASIS	693	
	STIS	21	
Dispersion ouvertures	<b>saupon</b>	1001	4.685363
	OASIS	693	
	STIS	21	
GH ouvertures	<b>saupon</b>	2002	1.823060
	OASIS	1386	
	STIS	0	
Régularisation	0	8793	

TAB. II.2 – Détails de la modélisation de Schwarzschild de NGC 4621. Les divers types de contraintes sont énumérés dans l'ordre : contraintes de masse (autocohérence), cinématiques et de régularisation. La valeur du  $\chi^2$  minimal est affiché, correspondant au modèle ajustant au mieux simultanément toutes les contraintes observationnelles.

hérence, assurant le fait que la superposition des orbites redonne le potentiel gravitationnel pour lequel elles ont été calculées. Rappelons à l'occasion que cela n'implique pas pour autant que le modèle soit dynamiquement stable, et une simulation numérique à N-corps serait nécessaire pour vérifier ce fait. En outre, pour des raisons numériques, on utilise simultanément des contraintes de masse sur les grilles dans le plan méridien *et* dans le plan du ciel, bien que ces informations soient redondantes, provenant toutes deux du modèle MGE. Finalement, il reste les contraintes cinématiques, à savoir les moments du PVLV,  $V$ ,  $\sigma$ ,  $h_3$  et  $h_4$ , sans oublier les contraintes de régularisation.

4. Le dernier point que nous avons volontairement omis de la liste ci-dessus est également un point crucial de la procédure. C'est celui qui permettra de trouver le modèle ajustant au mieux les observations, c.-à-d. minimisant la norme au sens des moindres carrés. Mis à part le grand nombre de paramètres libres que comprend un code de Schwarzschild et qui concerne l'aspect technique (précisions relatives, nombre de pas de temps, taille des grilles de convolution etc.), il n'existe pour un modèle à trois intégrales que trois paramètres libres physiques, à savoir le rapport masse/luminosité, la masse du trou noir central, et l'inclinaison de la galaxie. L'idéal serait donc de créer une grille tridimensionnelle de modèles dans l'espace

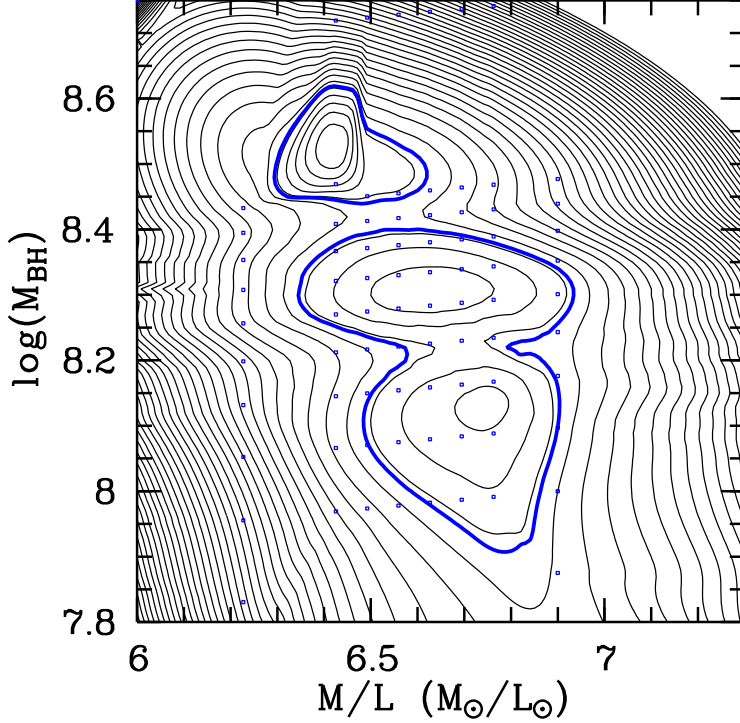


FIG. II.18: *Courbes de niveaux du  $\chi^2$  de la grille des modèles à trois IDM de Schwarzschild pour NGC 4621. Le contour épais représente l'intervalle de confiance à  $3\sigma$ .*

$(\Upsilon, M_\bullet, i)$  et de trouver le minimum global de  $\chi^2$ . En pratique, pour des raisons de temps de calcul (un modèle typique de NGC 4621 avec 1960 orbites est complet au bout d'environ une heure sur un PC actuel (Pentium 4 1.7GHz et 512Mo de RAM)) et de visualisation dans l'espace (complexité d'une hypersurface à 3 dimensions), nous avons choisi de créer une grille dans le plan  $(\Upsilon, M_\bullet)$  et d'étudier ensuite éventuellement l'influence de l'inclinaison sur  $\chi^2$  en fixant les deux autres paramètres.

## 6. Résultats et Discussion

Nous avons réalisé une grille de modèles pour NGC 4621 en utilisant 980 orbites progrades (1960 au total) et la totalité des contraintes (Tableau II.2). Nous avons résumé dans ce paragraphe les nombreux résultats obtenus sous forme de figures, dont la courbe de niveaux du  $\chi^2$  des différents modèles (Fig. II.18) et la comparaison entre le meilleur modèle et les observations (Figures II.19, II.20 et II.21).

Il est important de noter à ce point du développement que les modèles de Schwarzschild à trois IDM sont très robustes, dans le sens qu'il est notamment possible de trouver un ajustement remarquable des différents jeux de données, comme cela est le cas ici, pour autant que celles-ci soient compatibles. En effet, pour autant que les données concernent une galaxie plus ou moins axisymétrique, ce n'est pas l'ajustement des observables qui pose problème, mais plutôt la stabilité de la solution et l'interprétation physique de celle-ci. A ce propos, nous avons déjà parlé des contraintes de régularisation utilisées, qui permettent d'obtenir



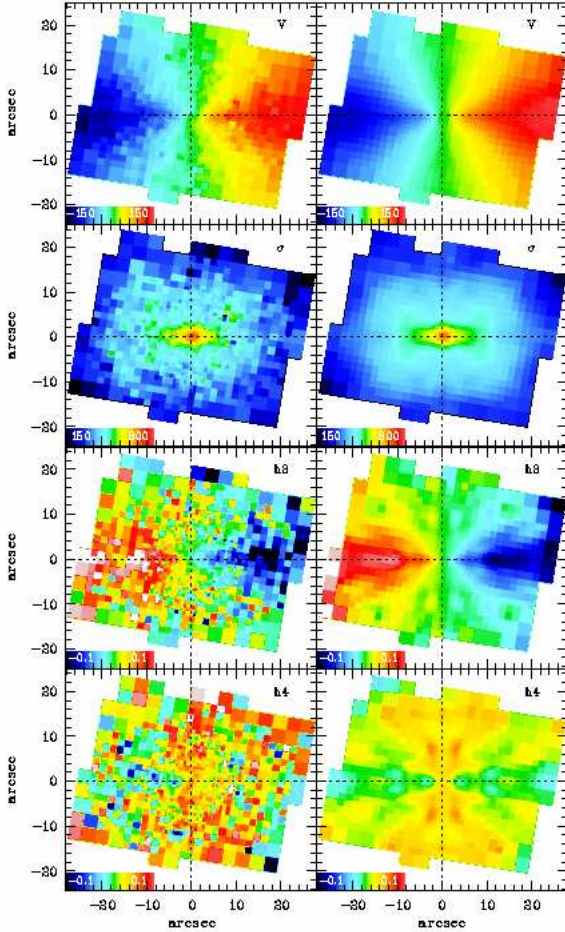


FIG. II.19: Données **SAURON** de NGC 4621 (à gauche) et modèle à trois IDM de Schwarzschild (à droite).

une solution plus “physique”. Par cela nous entendons deux conditions qu’il est impératif de remplir, à savoir les concepts de régularité intra-orbitale et inter-modèle. Le premier signifie une régularité entre orbites proches dans l’espace des intégrales – discuté précédemment – et permet de mieux interpréter physiquement les résultats. En effet, il permet de grouper plusieurs orbites à propriétés similaires, p.ex. les orbites plus ou moins circulaires et progrades ( $\eta_i \approx \eta_{max}$  c.-à-d.  $i \approx 7$ ) ; dans le cas d’un espace orbital chaotique, bien que les observables soient parfaitement ajustées, il serait impossible de discuter l’aspect de la distribution orbitale, et le modèle n’aurait de valeur que pour trouver la masse du trou noir central et du rapport masse/luminosité. Nous avons illustré cet effet sur la figure II.22. Le deuxième concept, la régularité inter-modèle n’est pas imposée directement à l’implémentation utilisée ici. Cependant, en appliquant la régularisation, et en modifiant des paramètres tels le nombre d’orbites, la précision numérique ou encore en modifiant légèrement  $M_\bullet$  ou rapport masse/luminosité, l’aspect général de l’espace orbital est conservé. Cette condition est “physique” dans le sens où un modèle est inutilisable – encore une fois bien qu’il ajuste parfaitement les observations – si les conclusions physiques varient d’un modèle à un autre proche du premier.

Après cet éclaircissement, intéressons nous aux modèles calculés pour NGC 4621. Nous avons tout d’abord réalisé une grille en  $\Upsilon, M_\bullet$ , avec un échantillonnage variable, selon que l’on se trouve proche ou loin de la solution idéale. L’inclinaison a été fixée à 90 degrés, produisant des modèles ajustant mieux les données ; il n’existe pas de raison physique à forcer le modèle à avoir un angle différent, contrairement au cas de NGC 4150 (§ 1.2.1., p. 71). Nous n’avons

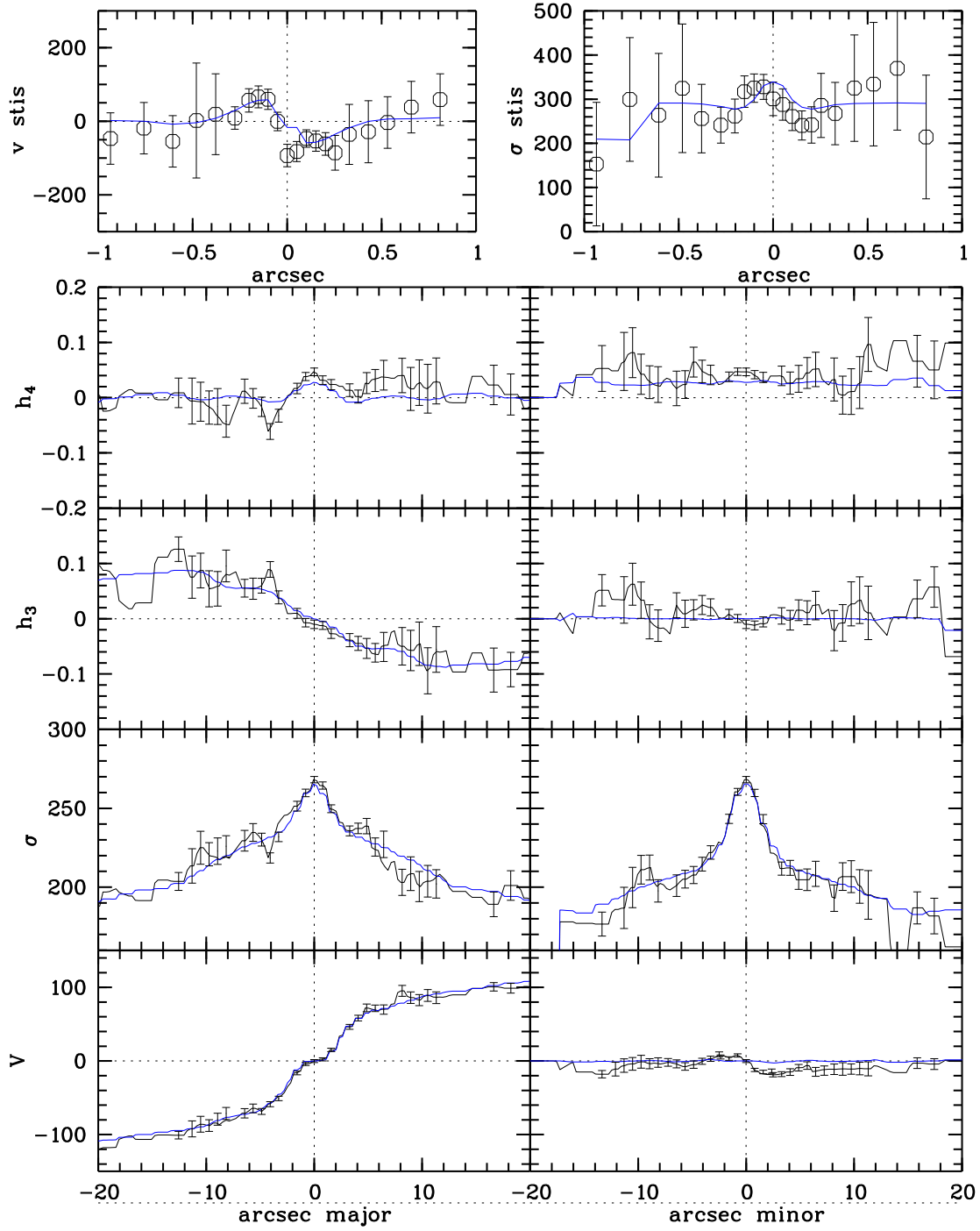


FIG. II.20 – Coupe des données **sauron** de NGC 4621 le long des axes principaux de la galaxie. La courbe pleine correspond au modèle à trois IDM de Schwarzschild.

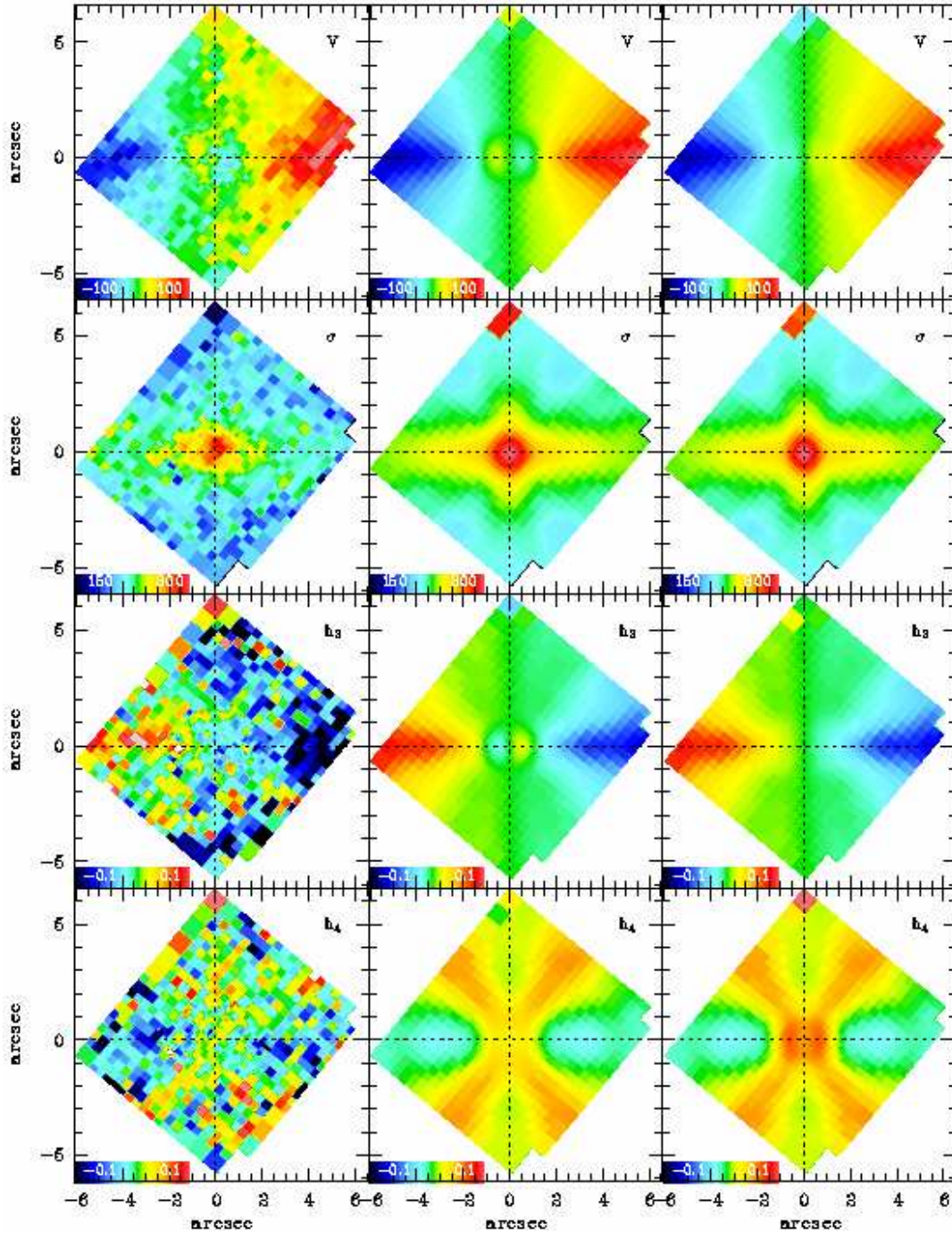


FIG. II.21 – Données OASIS de NGC 4621 (colonne 1) et modèle à trois IDM de Schwarzschild avant (colonne 2) et après (colonne 3) soustraction du CCR. Les orbites ayant été extraites correspondent à la partie hachurée de la Fig. II.22.

pas ajouté de contraintes de régularisation pour la réalisation de cette grille. La courbe de niveaux du  $\chi^2$  associée est donnée à la figure II.18. On observe clairement trois minima locaux, et le modèle ajustant au mieux les données est donné par le couple  $(\Upsilon, \log M_\bullet) = (6.64 \pm 0.3 M_\odot / L_\odot, 8.3 \pm 0.4 \log M_\odot)$  (les erreurs correspondent à  $3\sigma$ ). Pour comparaison, la valeur la plus récente existant dans la littérature pour la masse du trou noir est  $\log M_\bullet = 8.33 \log M_\odot$ , d'après la relation  $(M_\bullet - \sigma)$  (Merritt & Ferrarese 2001), ce qui est tout à fait compatible.

Si on s'intéresse à présent au modèle réalisant le meilleur ajustement, on peut réaliser de nombreuses analyses permettant de mieux comprendre la dynamique de cette galaxie. Nous avons calculé pour ce modèle une version régularisée, de manière à comparer les deux résultats. En premier lieu, il est extrêmement instructif de représenter l'ensemble des poids orbitaux  $x_j$  calculés par la procédure MCNN de manière graphique. Ainsi, nous avons représenté sur la figure II.22 les plans bidimensionnels correspondant aux différents échantillons d'énergie : chaque rectangle représente une tranche d'énergie (de gauche à droite et de bas en haut  $E = 1, \dots, 20$ ), et on trouve en ordonnée la deuxième IDM  $L_z$  découpée donc en 14 échantillons de  $-7$  à  $+7$ , et finalement en abscisse la troisième IDM  $I_3$ , avec 7 échantillons, pour un total donc de  $7 \times 15 \times 20 = 1960$  orbites. Comme mentionné précédemment au début de cette section, à chaque  $E$  correspond un rayon de l'orbite circulaire (à  $L_z = L_{z,max}$ ), et il est plus intuitif de raisonner en arcsecondes qu'en fraction d'énergie. Il convient donc de se référer à la figure II.23, qui représente cette correspondance. Pour fixer les idées, pour ces modèles de NGC 4621,  $10''$  correspondent à  $E = 13$ ,  $1''$  à  $E = 9$ , et les valeurs de  $E$  allant de 15 à 20 correspondent à la partie intérieure ( $< 0.1''$ ) de la galaxie. Il est important de noter ici que bien que nous les ayons représentées, les énergies de 1 à 4 ( $< 0.05''$ ) ainsi que 15 à 20 ( $> 30''$ ) ne sont pas contraintes par la cinématique ici, et donc non interprétables.

On peut d'ores et déjà émettre quelques hypothèses quant à l'aspect de ces poids orbitaux. Les deux premières IDM sont relativement intuitives à interpréter, mais il convient d'être prudent pour deux raisons :

1. Bien que l'on puisse associer à l'énergie  $E$  un rayon, ce dernier n'est que le rayon de l'orbite circulaire avec  $L_z$  maximum. Pour une autre valeur du moment cinétique, bien qu'énergie et confinement spatial restent liés, ils ne faut pas pour autant les confondre. En effet, pour une orbite avec  $L_z = L_{z,max}$  on peut être sûr qu'elle restera confinée dans l'espace exactement au rayon  $R_c$ . Par contre, pour une orbite à  $L_z$  peu élevé par exemple, il est difficile de la localiser dans l'espace réel, et si vérification s'impose, on peut éventuellement tracer sa trajectoire.

2. Ensuite, selon le type d'orbite, l'occupation de l'espace réel dans le plan méridien de celle-ci, *i.e.*, la surface  $(R, z)$  explorée n'est pas la même. Par exemple, une orbite avec une troisième intégrale élevée c.-à-d. une orbite de type "thin-tube" dans la paramétrisation utilisée (Cretton et al. 1999) ne parcourt qu'un petit espace en étant refermée sur elle-même. Donc elle n'aura pas la même importance en termes de surface réelle dans le plan méridien. Il s'agit donc d'être prudent dans l'interprétation.

Pour ces deux raisons, il convient de vérifier chaque hypothèse émise dans l'espace réel, en effectuant des expérimentations orbitales. Nous allons illustrer ce fait par un exemple très instructif qui va nous permettre d'isoler le CCR de NGC 4621. Notons ici que par convention, les orbites progrades (bulbe de la galaxie) ont un moment cinétique positif, alors que les orbites rétrogrades (CCR) ont un moment cinétique négatif. Si on analyse la carte orbitale (Fig. II.22), on peut en dégager trois caractéristiques principales en ne regardant que



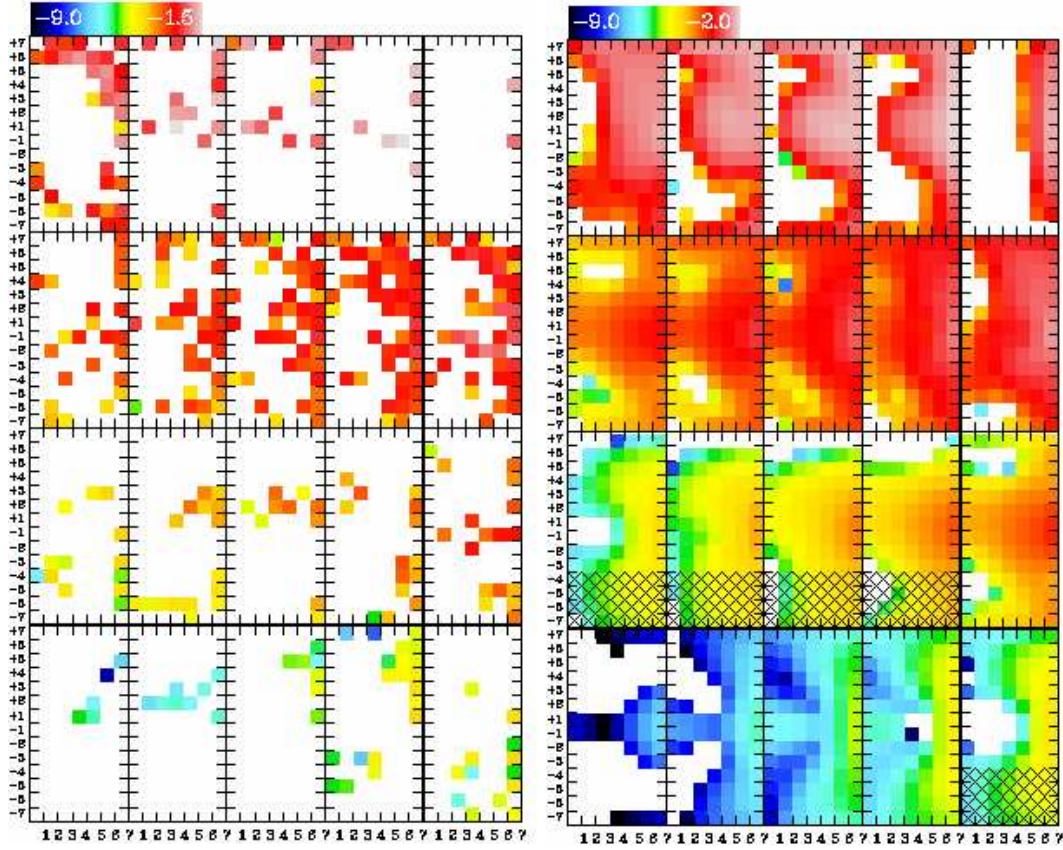


FIG. II.22 – *Espace orbital du modèle à 3 IDM de NGC 4621 :  $M_{\bullet} = 1.23 \cdot 10^8 M_{\odot}$ ,  $\Upsilon_V = 6.76 M_{\odot}/L_{\odot}$ . Gauche : sans régularisation. Droite : avec régularisation. La palette de couleurs est logarithmique et va de -9 à -1.9. L’unité est en fraction de la masse totale de la galaxie. Les 20 coupes en énergie vont de l’intérieur de la galaxie vers l’extérieur, de bas en haut et de gauche à droite. Les tranches d’énergies contraintes par la cinématique sont les deux lignes centrales. La partie hachurée représente les orbites assignées au CCR.*

les énergies contraintes, c.-à-d. de 6 à 15. Si on sépare la galaxie en deux, selon un rayon caractéristique de  $1''$  ( $E=9$ ), correspondant à la taille visible du CCR, on a :

1. Une faible composante d’orbites à fort moment cinétique (+6 ou +7) à l’extrémité extérieure ( $E=15$ ) donc à grand rayon, qui se dissipe à  $E=13$ .
2. Une population orbitale majoritaire avec un faible moment cinétique ( $\eta_i : i \sim +1$  avec un  $\sigma$  de 2 unités) et un fort  $I_3$  ( $\zeta_j : j \sim 7$  avec un  $\sigma$  de 2 unités) pour la partie extérieure ( $E=9$  à 15). En termes physiques ces orbites correspondent à des tubes fins (“thin tube”). Notons que le nombre d’étoiles en contre-rotation est significatif dans cette zone.
3. Finalement cette dernière population évolue vers des moments cinétiques plus élevés en s’approchant de la partie intérieure ( $E=9$  à 5). En même temps il apparaît une population d’orbites rétrogrades à fort moment cinétique à l’intérieur ( $E=8$  à 5). Ce point est bien illustré par la figure II.24, qui montre clairement l’apparition de deux disques en contre-rotation à l’intérieur de  $1''$ .

On peut alors émettre l’hypothèse suivante, à savoir que les orbites intérieures en rotation

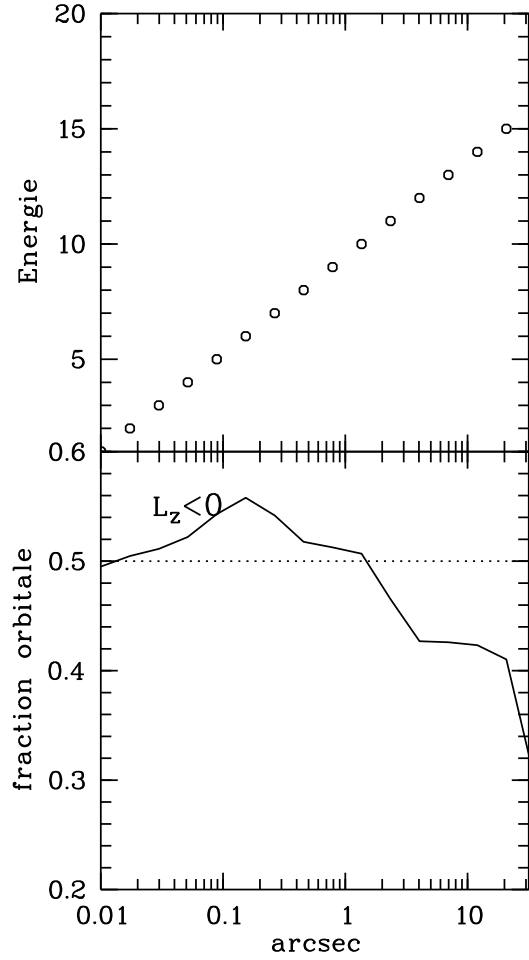


FIG. II.23: *Correspondance des énergies et des rayons circulaires (en haut), fraction orbitale pour les orbites à  $L_z < 0$  (en bas).*

rétrograde décrites au point 3 sont la signature du CCR. Il reste donc à forcer le poids de ces orbites à 0 dans le modèle, et à reconstruire les champs des paramètres cinématiques pour vérifier que le CCR ait disparu. Malgré les réserves que nous avons émises ci-dessus, la figure II.21 illustre que les champs OASIS reconstruits de la librairie d'orbites ainsi modifiée sont dépourvus de contre-rotation au centre, ce qui souligne le fait qu'il est possible de raisonner en termes physiques : si on élimine les orbites telles que  $\eta_i : i < -3$  et  $5 \leq E \leq 9$ . La fraction de masse en jeu est alors simplement calculée en sommant le poids de ces orbites : 0.19%, ce qui est très proche de la valeur calculée pour le modèle à deux intégrales. On peut remarquer que contrairement aux prédictions du § 2.6., l'extraction du coeur ne réduit pas l'aplatissement de la dispersion des vitesses, celle-ci ne peut donc pas être attribuée à l'existence de deux disques en contre-rotation.

Cette méthode et en particulier la représentation orbitale utilisée permet donc effectivement d'extraire des paramètres physiques telle la masse du CCR. On pourra imaginer d'autres interprétations physiques pour l'étude d'autres objets, corroborées par cette étude dynamique dans l'espace orbital. Pour ce qui est de la masse des coeurs, le but serait de répertorier la signature orbitale de tous les CDC, pour trouver des points communs dans l'échantillon, et ultimement d'émettre des hypothèses quant à la formation de ces coeurs en contraignant par exemple les simulations à N-corps de collisions de galaxies.

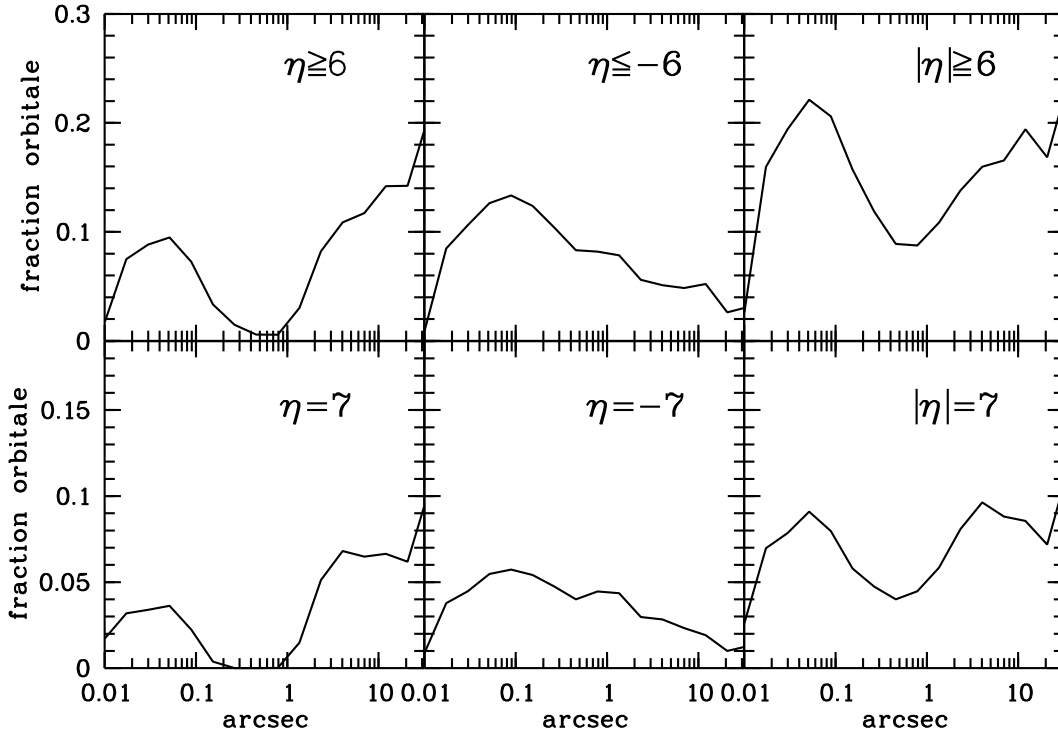


FIG. II.24 – Profil en énergie de la fraction des orbites à fort moment cinétique du modèle de Schwarzschild à trois IDM de NGC 4621.

## 7. Conclusion

Nous avons dans ce chapitre détaillé les nombreuses données collectées sur NGC 4621, ainsi que les modèles dynamiques réalisés, qui nous ont permis de mettre en évidence un certain nombre de caractéristiques importantes qu'il s'agit ici de résumer :

1. *La photométrie* nous a permis entre autres de découvrir une structure nucléaire ( $0''.2$ ) rouge allongée le long du petit axe.
2. *La cinématique* à haute résolution angulaire (OASIS et STIS) a révélé un CCR de 60 pc avec une vitesse maximale de  $50 \text{ km.s}^{-1}$ .
3. *Les indices de raies* extraites des données intégrales OASIS et **SAURON** nous ont permis de mettre en évidence un gradient de Mgb et de Fe5015 dans la région centrale, avec des structures allongées le long du grand axe, qui suggèrent un enrichissement du coeur en métallicité. Le champ  $H_\beta$  est plat et ne révèle donc aucune différence d'âge entre les populations d'orbites pro- et rétrogrades.
4. *Les modèles dynamiques* de NGC 4621, nous ont permis d'une part de conclure sur la nécessité d'un modèle à trois IDM, et ensuite de mettre en évidence la signature orbitale du

CCR, à savoir des trajectoires rétrogrades à moment cinétique de modéré à fort et dans un intervalle d'énergie bien défini. Ceci parle en faveur d'un scénario d'accrétion par la galaxie d'un disque de gaz en contre-rotation avec formation ultérieure d'étoiles. En effet, l'accrétion directe d'étoiles aurait pour effet de former une structure plus chaude par diffusion dynamique, et donc à moment cinétique plus faible. L'intervalle de  $I_3$  n'a pas été contraint. Nous avons finalement déterminé la fraction de masse du CCR : 0.19% de la masse totale de NGC 4621.

Pour autant que la structure cinématique d'une galaxie se rapproche de l'axisymétrie, comme c'est le cas pour NGC 4621, nous avons donc montré que l'outil dynamique de Schwarzschild associé à l'étude orbitale permet de dégager des conclusions précises au niveau des paramètres physiques du coeur. Si cet outil est appliqué à l'ensemble des galaxies de l'échantillon qui le permettent, il est clair que l'on pourra dégager des conclusions statistiques quant à la nature des CDC. De manière à obtenir un élément de comparaison, nous allons dans le chapitre suivant nous intéresser à deux autres objets, qui semblent *a priori* se différencier nettement de NGC 4621 : NGC 4150 qui comporte en son sein un CCR de taille supérieure, et dont la nature chimique semble très différente de NGC 4621 (augmentation de  $H_\beta$ ), et NGC 7332 dont la taille de son CCR est semblable à NGC 4621.



# Références

- Bacon, R., Emsellem, E., Combes, F., et al. 2001, *Astron. Astrophys.*, 371, 409
- Bender, R., Saglia, R. P., & Gerhard, O. E. 1994, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 269, 785+
- Bender, R. & Surma, P. 1992, *Astron. Astrophys.*, 258, 250
- Binney, J. J. & Tremaine, S. D. 1987, *Galactic Dynamics* (Princeton: Princeton Univ. Press)
- Byun, Y.-I., Grillmair, C. J., Faber, S. M., et al. 1996, *Astron. J.*, 111, 1889+
- Cappellari, M., Verolme, E. K., Verdoes Kleijn, G. A., et al. 2001, in *ASP Conf. Ser. 230: Galaxy Disks and Disk Galaxies*, 439–440
- Cretton, N., de Zeeuw, P. T., van der Marel, R. P., & Rix, H. 1999, *Astrophys. J., Suppl. Ser.*, 124, 383
- Emsellem, E., Monnet, G., Bacon, R., & Nieto, J.-L. 1994, *Astron. Astrophys.*, 285, 739
- Faber, S. M., Tremaine, S., Ajhar, E. A., et al. 1997, *Astron. J.*, 114, 1771+
- Gebhardt, K., Richstone, D., Ajhar, E. A., et al. 1996, *Astron. J.*, 112, 105+
- Goudfrooij, P. & Christensen, J. A. 1998, *STIS Near-IR Fringing. III. A Tutorial on the Use of the IRAF Tasks*, Instrument Science Report 98-29, STSCI
- Hodge, P., Baum, S., McGrath, M., & Shaw, D. 1998, *Calstis0: Pipeline Calibration of STIS Data - A Detailed View*, Instrument Science Report 98-10, STSCI
- Hunter, C. & Qian, E. 1993, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 262, 401
- Idiart, T. P., Michard, R., & de Freitas Pacheco, J. A. 2002, *Astron. Astrophys.*, 383, 30
- Krist, J. & Hook, R. 2001, *The Tiny Tim User's Guide*, STSCI, <http://www.stsci.edu/software/tinytim>
- Merritt, D. & Ferrarese, L. 2001, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 320, L30
- Monnet, G., Bacon, R., & Emsellem, E. 1992, *Astron. Astrophys.*, 253, 366
- Press, W. H., Flannery, B. P., Teukolsky, S. A., & Vetterling, W. T. 1992, *Numerical Recipes: The Art of Scientific Computing*, 2nd edn. (Cambridge (UK) and New York: Cambridge University Press)
- Rigaut, F., Salmon, D., Arsenault, R., et al. 1998, *PASP*, 110, 152
- Rix, H., de Zeeuw, P. T., Cretton, N., van der Marel, R. P., & Carollo, C. M. 1997, *Astrophys. J.*, 488, 702+
- Schwarzschild, M. 1979, *Astrophys. J.*, 232, 236
- . 1982, *Astrophys. J.*, 263, 599
- Tonry, J. L., Dressler, A., Blakeslee, J. P., et al. 2001, *Astrophys. J.*, 546, 681
- van der Marel, R. P., Cretton, N., de Zeeuw, P. T., & Rix, H. 1998, *Astrophys. J.*, 493, 613+
- van der Marel, R. P. & Franx, M. 1993, *Astrophys. J.*, 407, 525
- Verolme, E. K., Cappellari, M., Copin, Y., et al. 2002, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 335, 517
- Whitmore, B. 2002, *Photometry with the WFPC2*, Tech. rep., STSCI, <http://www.stsci.edu/instruments/wfpc2>



## CHAPITRE III

### NGC 4150 et NGC 7332

**C**ES deux objets ont été choisis pour plusieurs raisons, dont leur apparente axisymétrie, et plus particulièrement pour des raisons de comparaison avec NGC 4621. Nous avons montré au chapitre précédent qu'il est possible d'isoler le CCR de NGC 4621 dans l'espace orbital, et d'en dégager les caractéristiques dynamiques (type d'orbites, énergies impliquées) et d'en calculer la masse. Dans ce chapitre nous allons étudier deux autres galaxies comportant également des CCR, avec des caractéristiques *a priori* différentes pour NGC 4150, et semblables pour NGC 7332, et nous verrons notamment que ces similarités ne s'illustrent pas de la même manière dans l'espace orbital. Nous verrons notamment qu'il faut différencier CDC cinématique et CDC dynamique.

La série d'observations **saupron** de Mars 2000 a permis de découvrir le CCR de taille moyenne (Tableau (ii), p. 15) de NGC 4150, dont l'axe de rotation est à première vue confondu avec l'axe principal de rotation de la galaxie ( $\Psi = 0$ ). Cet objet présente d'autres caractéristiques intéressantes du point de vue de ses populations stellaires, comme nous le verrons au § 1.2.. NGC 7332 possède un CCR de petite taille, et une distribution de dispersion des vitesses allongée le long du grand axe comme pour NGC 4621. Observé en Octobre 1999 avec **saupron**, nous disposons également de données STIS permettant de contraindre les paramètres du noyau, rendant donc cette étude très intéressante du point de vue de la comparaison.

Une autre différence importante du point de vue pratique pour ces deux objets est l'existence de poussière en leur sein. En effet, les images HST montrent une forte bande de poussière dans les quelques arcsecondes centrales pour NGC 4150, et des déformations isophotales pour NGC 7332. Ceci a pour conséquence de sensiblement compliquer l'extraction de la cinématique stellaire, ainsi que de la construction d'un modèle MGE, en nécessitant notamment la soustraction des raies d'émission des spectres galactiques.

Le plan de ce chapitre sera le suivant : nous verrons au premier paragraphe (§ 1.) la présentation des données **saupron** de NGC 4150. Nous continuerons par une présentation détaillée des modèles dynamiques de Schwarzschild de NGC 4150 (§ 2.1.), puis nous présenterons l'étude succincte de NGC 7332.

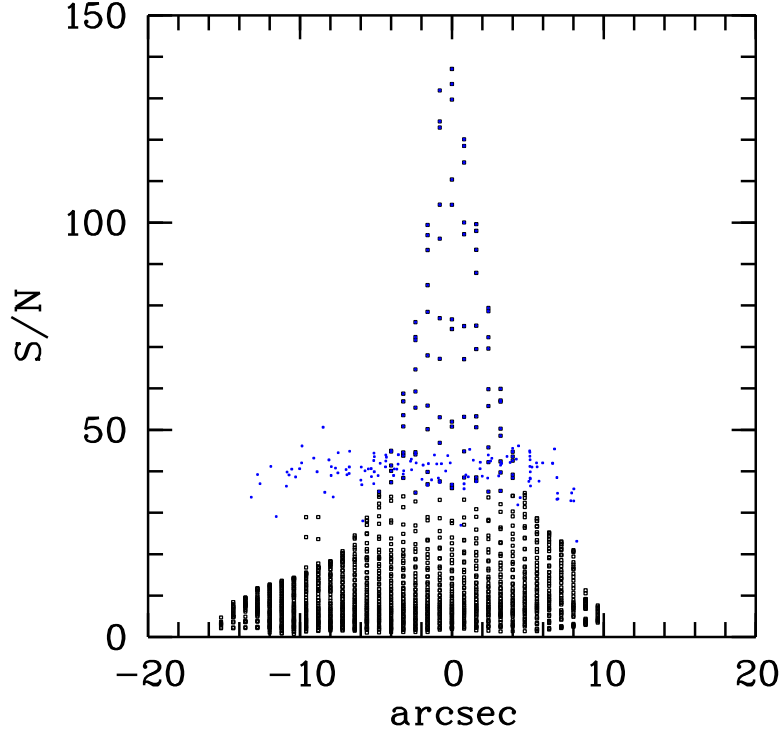


FIG. III.1:  $S/N$  des observations **SAURON** de NGC 4150 le long du grand-axe de la galaxie, avant (cercles) et après (points) rééchantillonnage.

## 1. NGC 4150 avec **SAURON**

### 1.1. Données et Réduction

Les données présentées ici concernent le troisième volet d'observations (run 3) du sondage **SAURON**. Les configurations spectrale et spatiale sont les mêmes que pour NGC 4621, à savoir un domaine spectral de 4830-5285 Å (mode LR), et un échantillonnage spatial de 0,8". Quatre poses de 30 mn chacune ont été prises lors de la même nuit d'observation, le champ étant de 40"×30".

La réduction des données, jusqu'à l'obtention des 4 cubes (masque, extraction des spectres, calibration en flux) a été effectuée par E. Emsellem ; le recentrage et l'assemblage des cubes, ainsi que le rééchantillonnage et l'extraction de la cinématique ont été refaits pour nos besoins ici. La procédure `fitPSF3D` nous a permis de déterminer la LMH du cube assemblé : 1,85".

Le  $S/N$  n'étant à nouveau pas présent dans les cubes utilisés, nous avons évalué ce dernier en utilisant la même méthode qu'au § 2.1.2., p. 36. La représentation du  $S/N$  le long du grand-axe de la galaxie est représenté sur la figure III.1. Nous avons à nouveau effectué un rééchantillonnage bidimensionnel de manière à homogénéiser la valeur du  $S/N$  sur le champ, ainsi que pour diminuer le nombre d'échantillons spatiaux en périphérie du champ, où la précision spatiale n'est pas nécessaire. Nous avons ainsi réduit le nombre de spectres de 2194 à 672.

L'extraction de la cinématique a été effectuée en utilisant la procédure standard décrite au § 2.3., p. 29. Nous avons utilisé l'étoile de référence HD 37160, une K0IIIb, et nous avons tenté

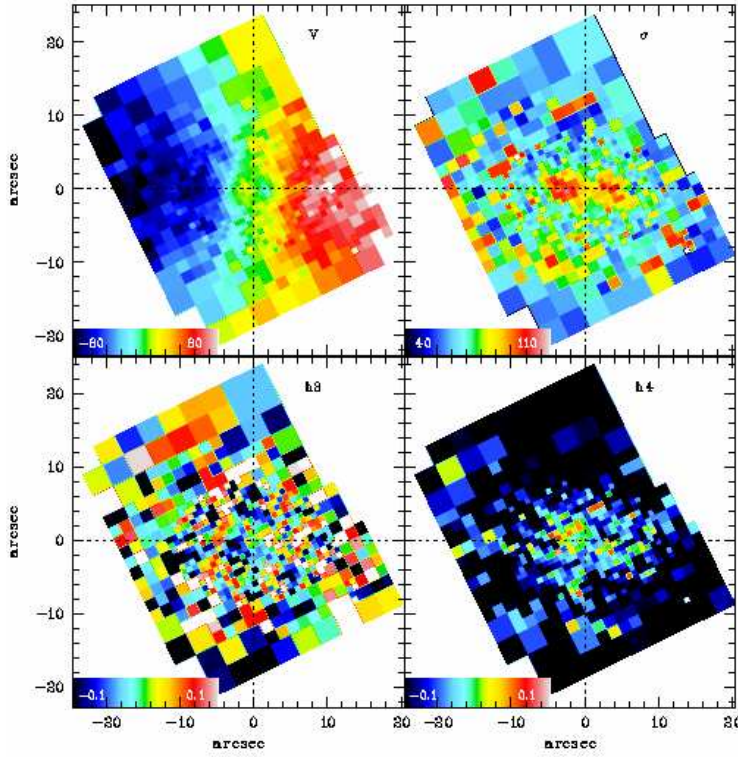


FIG. III.2: *Cinématique de NGC 4150 vue par **saupon**. Le rééchantillonnage bidimensionnel a été utilisé de manière à améliorer le S/N.*

de minimiser les effets de “template mismatching” en expérimentant avec plusieurs paramètres de soustraction de continu, et en testant également d’autres étoiles cinématiques.

## 1.2. Résultats

Les cartes des 4 paramètres cinématiques  $v$ ,  $\sigma$ ,  $h_3$  et  $h_4$  obtenues avec **saupon** pour NGC 4150 sont représentées sur la figure III.2. Pour visualiser les coupes correspondantes le long des axes principaux de la galaxie, ainsi que les erreurs, se référer au paragraphe consacré à la modélisation dynamique (Fig. III.12, p. 80).

Les cartes correspondant aux quatre indices de raies  $H_\beta$ ,  $Mgb$ ,  $Fe5015$  et  $Fe5335$  obtenues avec **saupon** sont données sur la figure III.3. Les coupes correspondantes le long des axes principaux de la galaxie sont également représentées sur la figure III.4.

### 1.2.1. Analyse

Nous observons clairement un CCR ayant un rayon  $R_0 = 2''.6$ , avec une vitesse maximale  $v_M = 15 \pm 5$  relativement faible. Il n’est pas possible, avec la résolution actuelle ( $LMH = 1''.85$ ) de conclure sur l’orientation de l’axe de rotation secondaire de manière quantitative. Cependant, ce dernier est proche de l’axe de rotation principal, l’angle  $\Psi$  est donc vraisemblablement proche de 0. Un fait qui différencie NGC 4150 de NGC 4621 est la forme de la carte de dispersion des vitesses. Celle-ci présente en effet une forme allongée le long du grand axe, comme NGC 4621, mais avec une structure en double pic, en forme d’un signe  $\infty$ . Les deux maxima sont disposés de part et d’autre du petit axe, l’un à  $x = -2''.5$  et l’autre à  $x = 3''.8$ , et se trouvent sur le tracé de la CVN pour le premier, et très proche ( $1''$ ) pour le second, comme le montre la figure III.5. Ceci peut être expliqué par le fait que le PVLV réel comprend deux

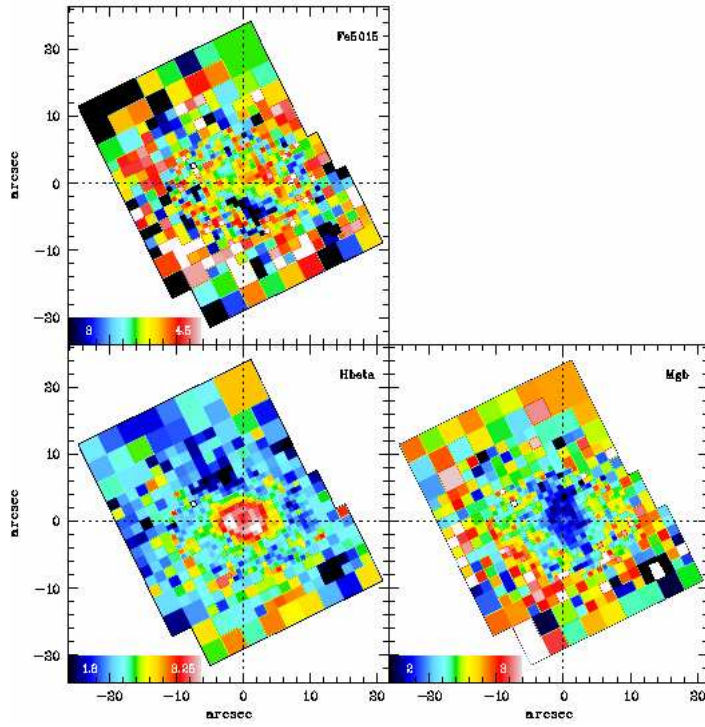


FIG. III.3: Indices de raies de NGC 4150 vue par **SAURON**. Il apparaît clairement l'existence d'un anneau dans la carte  $H_\beta$ .

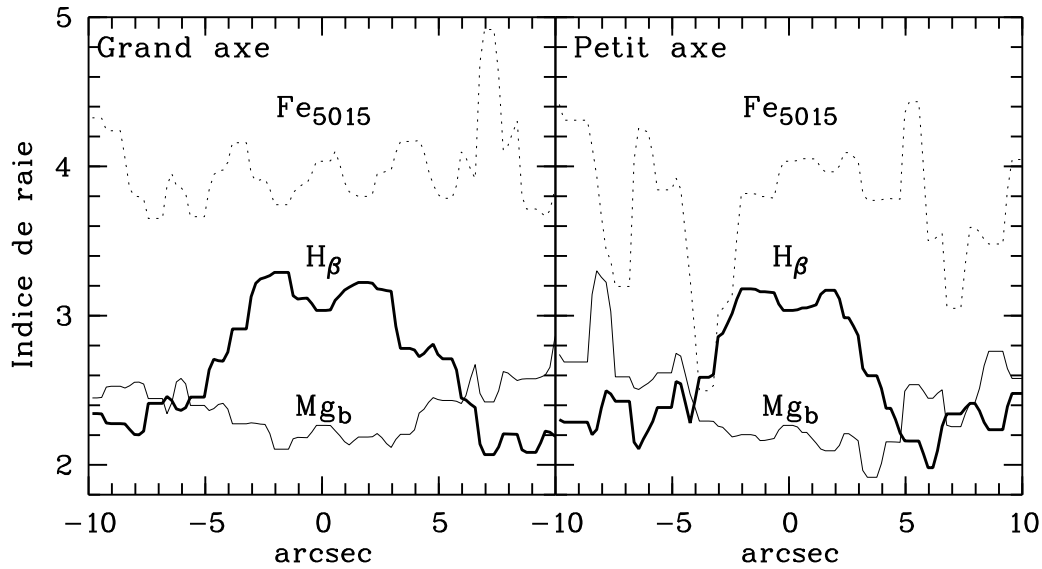


FIG. III.4 – Coupes le long des axes principaux de NGC 4150 des indices de raies mesurés avec **SAURON**. L'anneau en  $H_\beta$  est mis en évidence.

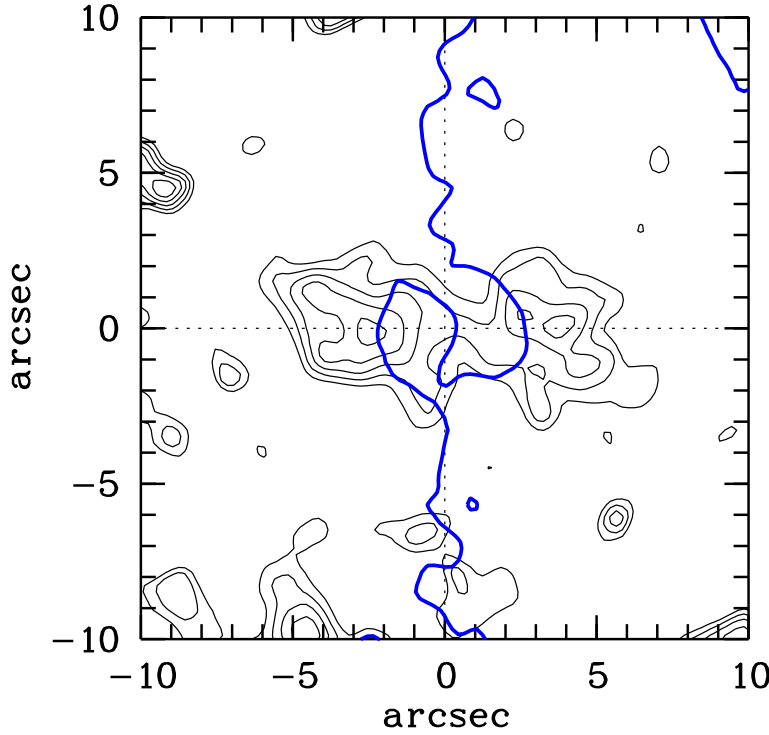


FIG. III.5: *Courbe de vitesse nulle (ligne en gras) et isocontours de la dispersion des vitesses de NGC 4150 (ligne fine, contours de 80 à 100 km.s<sup>-1</sup>, séparés de 5 km.s<sup>-1</sup>).*

composantes, une par sens de rotation des étoiles, mais que celles-ci ne sont pas résolues par l'instrument, étant donné la faible valeur des vitesses de rotation locales ( $v_M = 15 \pm 5$ ). Ainsi, le PVLV observé n'a qu'une seule composante plus large, donc de dispersion plus élevée, et de vitesse proche de zéro par la même occasion. Cet effet peut normalement être testé en analysant la forme du moment  $h_4$ , qui devrait être négatif dans la région concernée, correspondant à une forme plus carrée du PVLV. La grande taille des barres d'erreurs ne nous permet cependant pas de conclure à ce sujet, et nous pourrions vérifier si les observations contraindront nos modèles dynamiques dans ce sens.

En outre, NGC 4150 comporte de la poussière en son sein, ce qui peut modifier la cinématique observée, et notamment créer la légère asymétrie dans la dispersion des vitesses. Nous avons, pour étudier cet effet, calculé la carte de couleurs de la galaxie, en utilisant l'imagerie HST avec les filtres F555W et F814W, de la même manière qu'au § 2.5.3., p. 40. Le résultat (Fig. III.6) montre deux faits importants : le champ est composé de deux éléments, à savoir un fond diffus relativement constant de 1.8 mag, superposé à une structure plus rouge complexe. Cette dernière est elle-même composée de deux éléments : une structure assez nette ( $V - I \sim 1.9$  mag) et allongée le long du grand axe, ainsi que décentrée très nettement vers les  $x$  positifs, et une structure en forme d'anneau assez diffuse ( $V - I \sim 2$  mag) aplatie le long du grand axe avec un rayon de  $5''$ . Il semble sur cette carte que cet anneau est décentré par rapport au centre photométrique de la galaxie, d'environ  $2''$  dans le sens des  $x$  positifs. Cette excentricité est d'autant plus remarquable qu'elle coïncide avec le décentrement de la structure rouge centrale. Si on soustrait l'image en  $I$  du HST par le modèle photométrique MGE (c.f. 2.1.) on s'aperçoit que cette structure est en fait une spirale dont la luminosité est

d'environ 1 magnitude au-dessus du modèle (Fig. III.7). Finalement, on observe un pic rouge très net ( $V - I \sim 3$  mag) au centre photométrique de la galaxie. Il est probable que la spirale et la structure allongée contiennent de la poussière. Respectivement, si c'est le cas, on aurait une extinction de  $A_V = 0.2$  mag pour la spirale et  $A_V = 0.4$  mag pour l'autre structure. En revanche, si le pic rouge central était entièrement dû à la présence de poussière, ceci impliquerait  $A_V = 2.4$  mag, ce qui est très improbable (valeurs d'extinction calculées en prenant un modèle standard d'extinction avec  $R_V = 3.1$  et  $R_I = 1.86$  Rieke & Lebofsky 1985).

Les cartes d'indices de raies ne sont pas moins éloquentes. En effet, on retrouve une structure en anneau dans la carte  $H_\beta$  d'un rayon d'environ  $2''5$ . L'aplatissement de l'anneau est dû à un effet de projection, et nous permet entre autres de donner une estimation de l'angle d'inclinaison  $i$  de la galaxie, ce qui sera précieux pour la dynamique. Ainsi, le rapport d'axes est de  $1/1.4$ , ce qui correspond pour un anneau circulaire à une inclinaison de 44 degrés. Si on regarde la spirale observée dans la carte de couleurs, on observe un rapport d'axes légèrement plus faible de  $1/1.7$ , ce qui correspond à un angle de 54 degrés. Étant donné la meilleure résolution spatiale du HST et la taille plus élevée de cette structure ( $5''$ ), nous ferons donc davantage confiance à cette valeur. Nous verrons *a posteriori* que c'est d'ailleurs la valeur minimale compatible avec le modèle MGE (§ 2.1., p. 76). L'augmentation très nette de cet indice de raie (1 unité) permet de supposer l'existence d'un "starburst" ou d'une région à formation d'étoiles. Le fait que l'on observe un anneau et donc une déplétion de l'indice au centre est dû à de la contamination de la raie  $H_\beta$  par de l'émission. En effet, la réduction la plus actuelle effectuée par E. Emsellem, utilisant la soustraction des raies d'émission montre la disparition de la structure en anneau, mais conserve l'augmentation centrale de  $H_\beta$ . Ensuite, il est important de noter l'aspect de la carte de l'indice  $Mgb$ . En effet, celle-ci présente une déplétion très nette au centre (également présente dans la réduction finale), en suivant une forme allongée le long du petit axe de la galaxie. La tendance observée est donc inverse à celle observée pour NGC 4621, et pour les quatre galaxies dans Bender & Surma (1992) où l'on observe un très net enrichissement du coeur en métallicité. On peut donc émettre l'hypothèse que si le CCR de NGC 4150 est le produit d'une fusion de deux galaxies (ce qui est probable, en notant différence très nette de populations stellaires), il est probable qu'il s'agisse de gaz en contre-rotation ayant été accréé au centre et ayant formé récemment des étoiles.

## 2. Modélisation dynamique

De manière à obtenir une représentation analytique de la distribution de lumière tri-dimensionnelle, nous avons utilisé un modèle de superposition de gaussiennes MGE, dont l'ajustement a été réalisé par M. Cappellari sous IDL. Ce dernier a utilisé l'image du télescope spatial en bande F814W pour la région extérieure, en utilisant les champs WF du HST, et une image en bande F160W (NICMOS) pour la partie centrale, afin de minimiser les effets de déformations isophotales liées à la présence de poussière. L'ajustement central n'est pas idéal, mais ceci est lié à la présence de poussière (Fig. III.6). Les paramètres des gaussiennes sont donnés dans le tableau III.1.



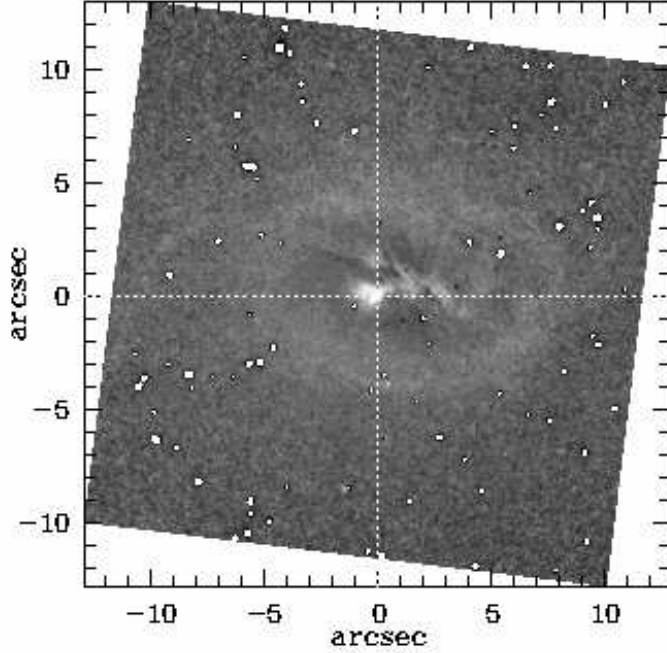


FIG. III.6: Carte de couleurs  $V - I$  de NGC 4150 vue avec le télescope spatial. Les niveaux de gris vont de 1.3 (noir) à 3 (blanc) mag. On observe une spirale assez diffuse, et une structure allongée le long du grand axe.

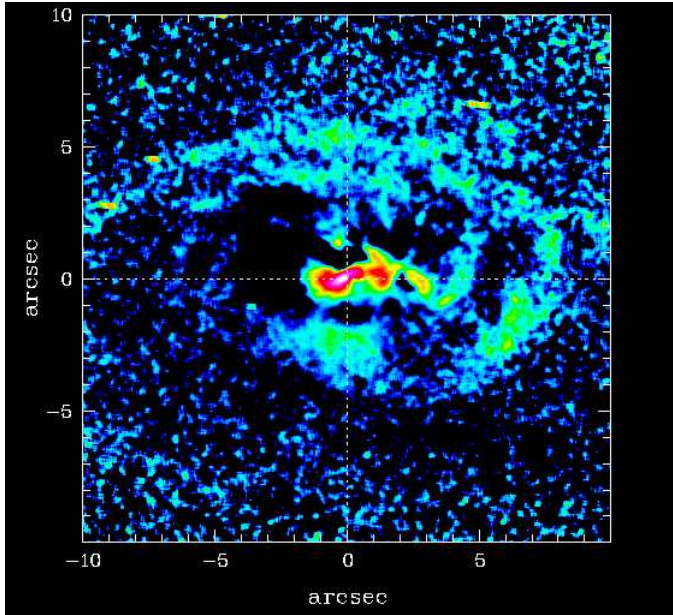


FIG. III.7: Spirale au sein de NGC 4150: image  $I$  du télescope spatial soustraite par le modèle MGE. Les niveaux de gris vont de 0 (noir) à 1.7 (blanc) mag. On observe la spirale très nette allongée le long du grand axe.

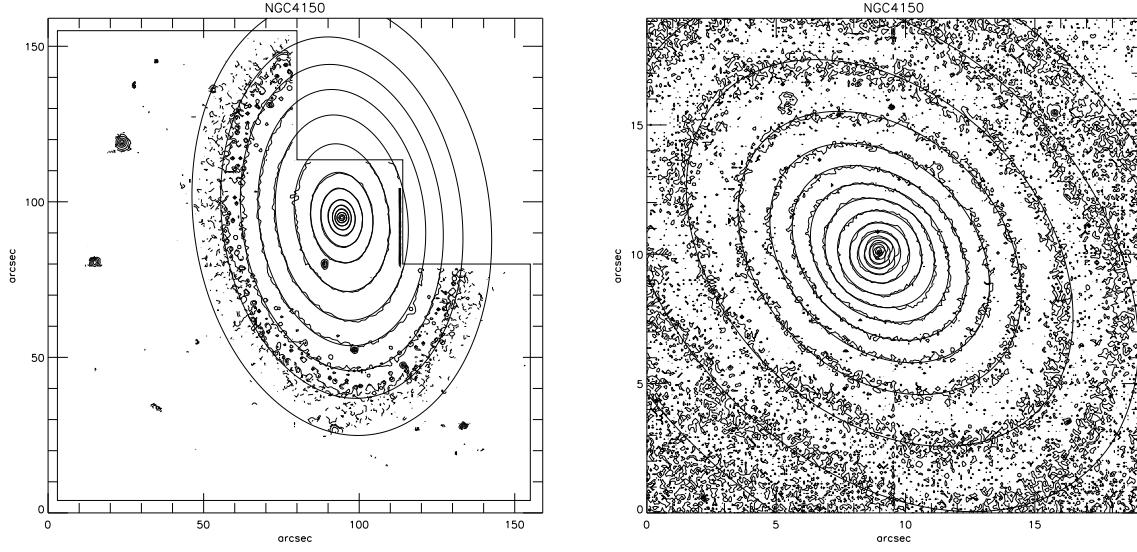


FIG. III.8 – *Modèle MGE de la distribution de lumière de NGC 4150. A gauche : HST F814W. A droite : NICMOS. L'orientation des deux figures est arbitraire.*

	$I(L_{\odot}.pc^{-2})$	$\sigma('')$	$q$
1	243569.49	0.0375	1.000
2	28705.03	0.210	1.000
3	26375.20	0.383	1.000
4	9997.12	0.973	1.000
5	4585.12	2.03	0.701
6	1078.46	2.70	0.849
7	974.49	6.11	0.701
8	226.98	16.7	0.614
9	171.57	24.1	0.656
10	9.69	86.5	0.781

TAB. III.1: *Modèle photométrique MGE de NGC 4150 dans la bande I.*

## 2.1. Modèle de Schwarzschild à trois IDM

Nous avons utilisé une grille de 20 valeurs d'énergies, 14 valeurs de moment cinétique (7 positifs et 7 négatifs), et 7 valeurs pour la troisième IDM, ce qui constitue une librairie de 1960 orbites. Pour ce qui concerne les contraintes cinématiques, leur nombre est de 670 (données rééchantillonnées **Sauro**). Nous avons réalisé plusieurs modèles avec un nombre différent d'orbites, et la valeur utilisée semble être le meilleur compromis entre temps de calcul et qualité de l'ajustement.

Nous avons dans un premier temps réalisé une série de modèles en quadrillant le plan  $(Y_I, M_{\bullet})$ , et en gardant un angle d'inclinaison fixé à  $i = 90 \text{ deg}$ . Nous avons pu, dans ce cas précis, contraindre le rapport masse/luminosité de manière précise ( $Y_I = 0.86 M_{\odot}/L_{\odot}$ ) grâce à la valeur du  $\chi^2$ . Par contre, la masse du trou noir central est très mal contrainte, et même compatible avec une masse nulle. Nous avons donc, par simplicité, utilisé  $M_{\bullet} = 0$ . Ce fait n'est pas surprenant, la partie centrale de la galaxie n'étant pas contrainte, ni avec des

données STIS, ni avec des données OASIS, comme c'est le cas pour NGC 4621. Cela n'implique pas pour autant que les conclusions sur le CCR soient fausses, celui-ci s'étendant sur une échelle bien plus large.

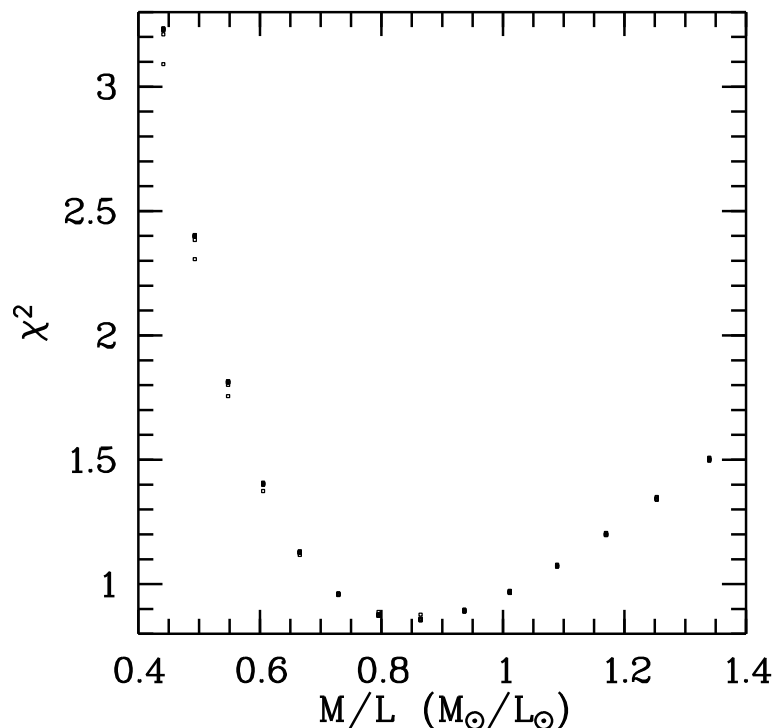


FIG. III.9 – Influence du rapport masse/luminosité sur le  $\chi^2$  des modèles à 3 IDM de NGC 4150 avec 1960 orbites. La masse du trou noir n'est pas contrainte, comme le montrent les points très rapprochés pour un même rapport masse/luminosité.

Comme nous l'avons vu au paragraphe précédent, la présence de poussière au centre de la galaxie ainsi que la carte  $H_\beta$  suggèrent l'utilisation d'un angle de 54 degrés. Cependant, en réalisant plusieurs modèles en variant l'angle d'inclinaison de la galaxie en fixant le rapport rapport masse/luminosité, on s'aperçoit que le minimum se trouve entre 80 et 90deg. La courbe du  $\chi^2$  résultante est donnée sur la figure III.10. Bien que cette solution ajuste mieux les données, il est préférable de privilégier la solution plus physique, mais nous allons utiliser conjointement les deux angles de manière à comparer les résultats.

L'ajustement des données **sauporn** (Figs. III.11 et III.12) est à nouveau de bonne qualité, on reproduit notamment bien la structure double-piquée dans la dispersion des vitesses. Les cartes des moments supérieurs sont discutables car peu contraintes (barres d'erreurs trop importantes). L'analyse de l'espace des intégrales (Fig.III.13) montre l'existence de plusieurs composantes séparables, avec une complexité supérieure à celle de NGC 4621 :

1. Les coupes d'énergies qui sont contraintes par les données **sauporn** vont de  $E = 8$  ( $1''$ ) à  $E = 14$  ( $20''$ ). On observe deux composantes en contre-rotation pour  $E = 15$ , mais ceci

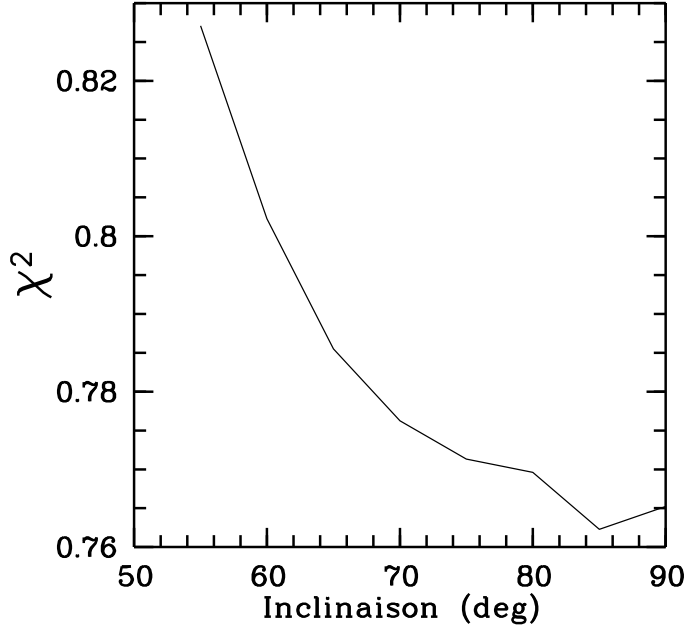


FIG. III.10: Influence de l'angle d'inclinaison  $i$  sur la qualité de l'ajustement du modèle de Schwarzschild à trois IDM sur les données **SADRON** de NGC 4150. L'angle d'inclinaison idéal se trouve à 85 degrés, alors que la photométrie suggère 54 degrés.

est à la limite des données contraintes.

2. On observe une première composante orbitale très nette à fort moment cinétique et à  $I_3$  variable selon la tranche d'énergie entre  $E = 14$  et  $E = 12$ :  $\eta_i : i = 5 \pm 1$ . Cette composante se dissipe à  $E = 11$  et disparaît définitivement pour  $E = 10$ . Elle est clairement visible sur la Fig. III.14, qui représente la fraction d'orbites circulaires en fonction du rayon.

3. Une deuxième composante orbitale à faible moment cinétique ( $\eta_i : |i| = 1 \pm 2$ ) et à fort  $I_3$  ( $\zeta_j : j = 7$ ) est mesurée dans l'intervalle d'énergie [8,11].

4. Une troisième composante orbitale rétrograde avec  $\eta_i : i = -4 \pm 1$  apparaît vers  $E = 14$  et augmente en poids en se dirigeant vers  $E = 9$ . C'est cette composante, dont le rayon est compatible avec la cinématique observée que nous attribuons ici au CCR.

Comme pour NGC 4621, le CCR est *a priori* une composante dynamique découplée et bien identifiée dans notre représentation orbitale. Nous avons donc basé notre étude orbitale du CCR sur les points cités ci-dessus. Nous avons commencé par sélectionner un certain nombre d'orbites, et reconstruit les cartes des paramètres cinématiques. Par un processus itératif nous avons tenté d'optimiser la sélection afin d'extraire au mieux le CCR. Le compromis est d'extraire le moins possible d'orbites afin que le coeur disparaisse. Le meilleur ajustement a été trouvé en retirant les orbites  $7 \leq E \leq 11$  et  $\eta_i : i < -3$  (partie hachurée sur la Fig. III.13). La reconstruction des champs est représentée sur les figures III.11 et III.12. La structure double-piquée de la dispersion des vitesses a clairement disparu, ce qui est très intéressant dans le sens que cela démontre le fait que cette structure est un produit de la trop faible résolution spectrale: la structure double-piquée dans le PVLV n'est donc pas détectée. La modélisation dynamique permet donc de rendre compte de cet effet, malgré la résolution spectrale trop faible. La fraction de masse impliquée est de 4%, ce qui est nettement supérieur à NGC 4621.

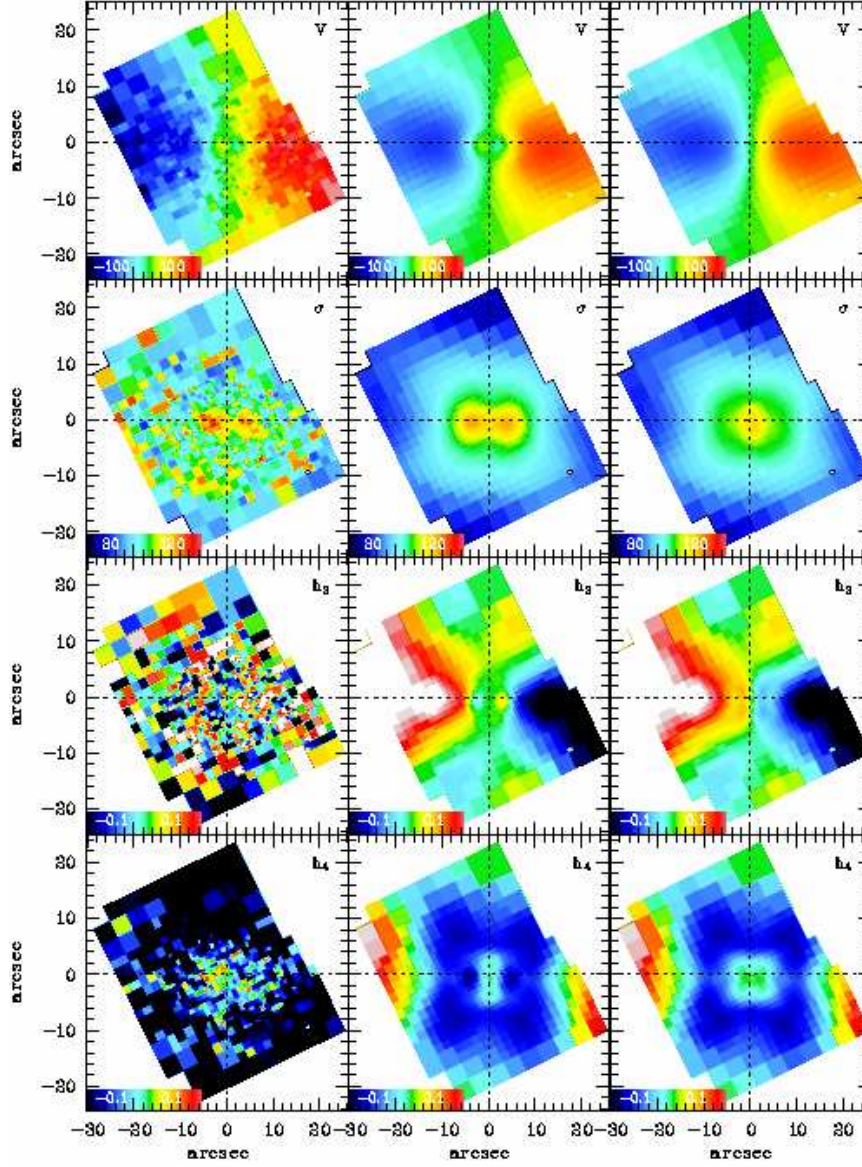


FIG. III.11 – Données **SAURON** de NGC 4150 (première colonne) et modèle à trois IDM de Schwarzschild avant (colonne 2) et après (colonne 3) extraction du CCR. Les orbites ayant été extraites du modèle de la colonne 3 correspondent à la partie hachurée de la Fig. III.13.

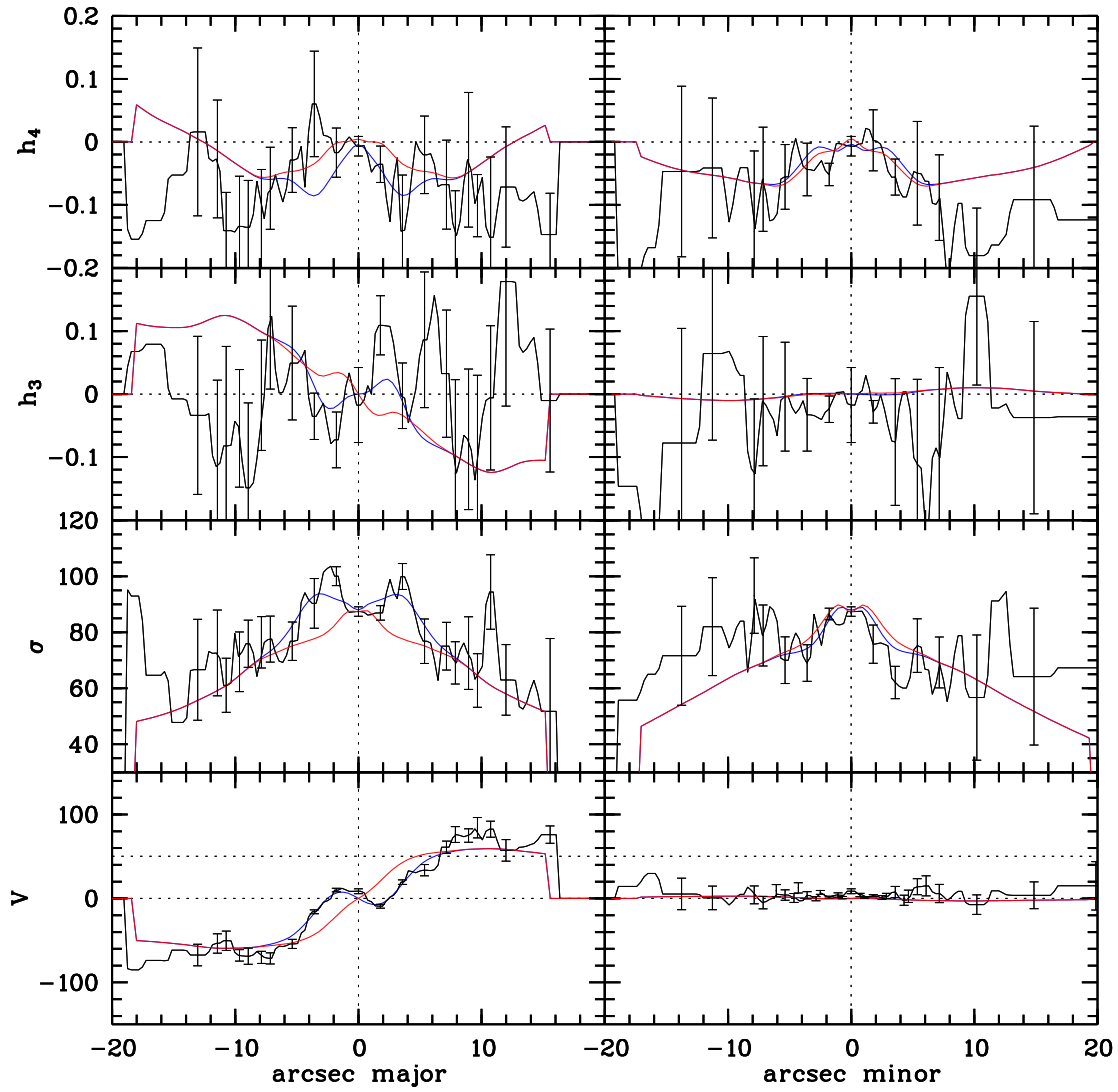


FIG. III.12 – Coupe des données **saupron** de NGC 4150 le long des axes principaux de la galaxie. Les deux courbes pleines correspondent au modèle à trois IDM de Schwarzschild avant et après extraction du CCR.



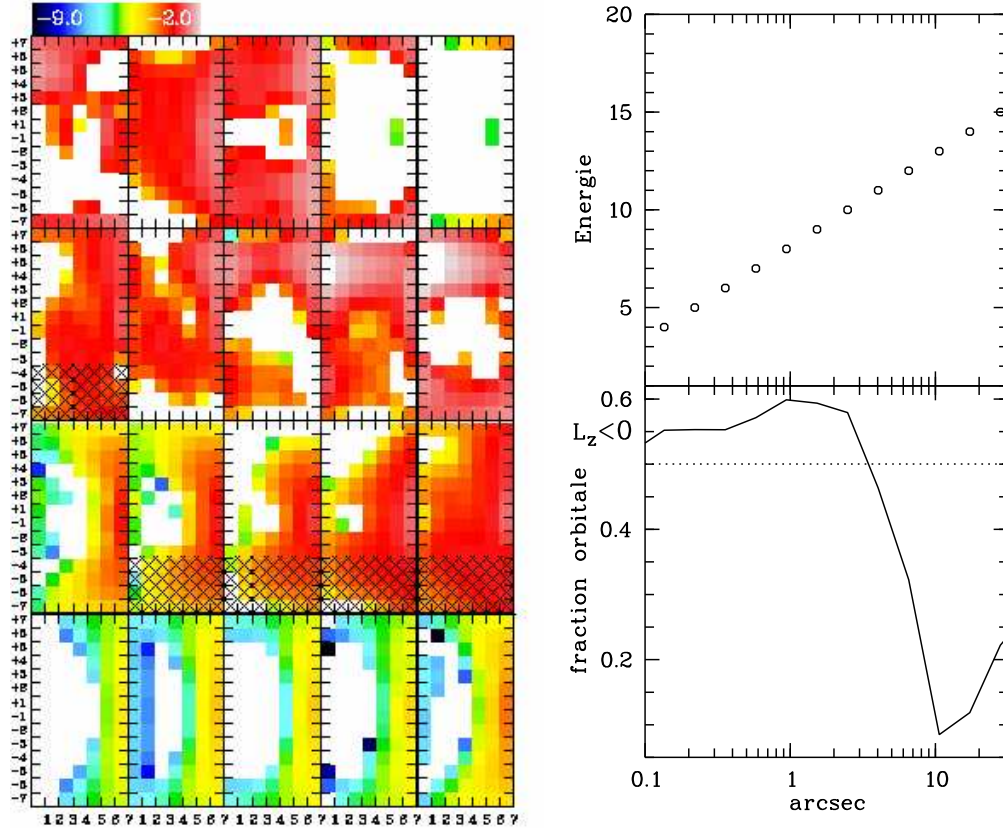


FIG. III.13 – Espace des poids orbitaux du modèle à 3 IDM de NGC 4150 régularisé pour un angle de 54 degrés (gauche). Chaque rectangle correspond à une énergie  $E$  : de bas en haut et de gauche à droite pour des énergies croissantes. Le volet en haut et à droite trace la correspondance entre les 20 coupes en énergie et le rayon circulaire. La fraction des orbites en contre-rotation es également représentée (en bas à droite). L'espace reste sensiblement inchangé si l'on fixe l'angle à 85 degrés. Les conventions sont identiques à la Fig. II.22. La partie hachurée correspon aux orbites assignées au CCR.

### 3. NGC 7332 avec **SAURON**

#### 3.1. Données et Réduction

Les données présentées ici concernent le troisième volet d'observations (run 2) du sondage **SAURON**. Les configurations spectrale et spatiale sont les mêmes que pour NGC 4621, à savoir un domaine spectral de 4830-5285 Å (mode LR), et un échantillonnage spatial de 0".8. Quatre poses de 30 mn chacune ont été prises lors de la même nuit d'observation, correspondant à un champ total de 46"×34". Le seeing fut d'environ 1".1. La réduction des données, jusqu'à l'obtention des 4 cubes (masque, extraction des spectres, calibration en flux) ainsi que le recentrage et la combinaison ont été effectués par E. Emsellem en utilisant la procédure standard.

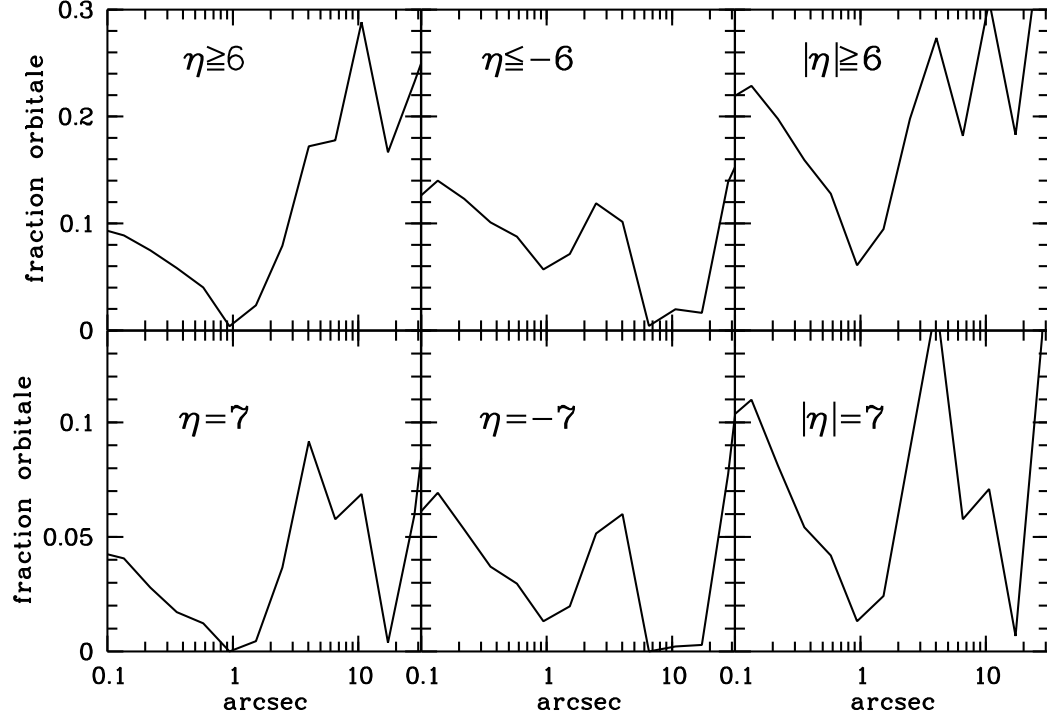


FIG. III.14 – Fraction d'orbites circulaires ( $L_z$  élevé) en fonction du rayon du modèle de Schwarzschild à trois IDM de NGC 4150.

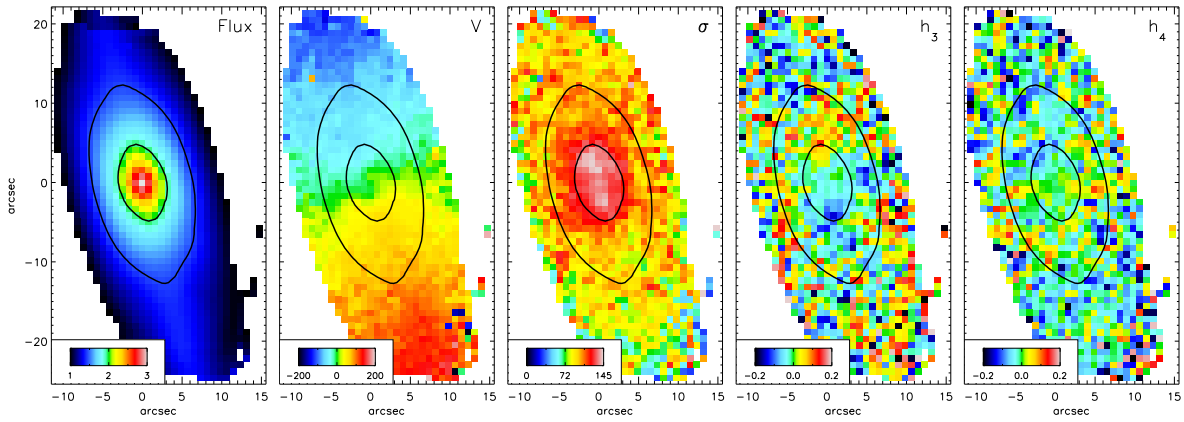


FIG. III.15 – Champs des paramètres cinématiques de NGC 7332 avec **saupron** (Figure tirée de la thèse de Falcón-Barroso (2002)).



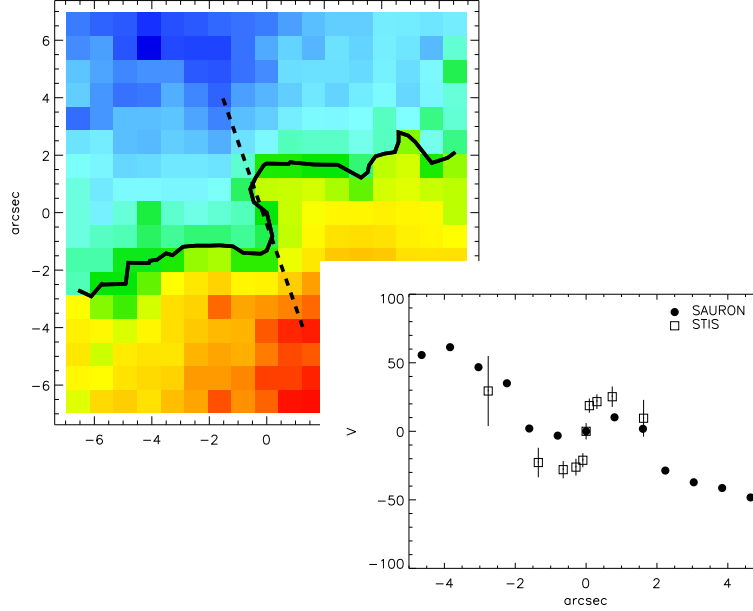


FIG. III.16 – Agrandissement de la partie centrale du champ **SAURON** de NGC 7332, ainsi que les données STIS de la vitesse le long du grand axe (Figure tirée de la thèse de Falcón-Barroso (2002)).

### 3.2. Cinématique

Les champs cinématiques reconstruits (Fig. III.15) révèlent une signature axisymétrique, avec un CCR nucléaire à la limite de la résolution **SAURON** mais parfaitement résolu avec STIS (agrandissement à la Fig. III.16). L'axe de rotation de ce cœur semble légèrement incliné ( $\Psi \neq 0$ ), mais cela nécessiterait des données OASIS afin de conclure. L'approximation axisymétrique est donc envisageable pour l'instant. La structure de la dispersion des vitesses est très intéressante, et ressemble à celle de NGC 4150 en double-pic. L'explication que nous avons donnée pour cette-dernière pourra également être utilisée ici si le modèle dynamique le confirme.

Nous avons réalisé un modèle à trois IDM de Schwarzschild en intégrant les données STIS et **SAURON**. Nous ne présenterons pas ici les courbes de niveaux de  $\chi^2$ , ni la dépendance de l'angle d'inclinaison sur l'ajustement. L'analyse dynamique est à ce stade inachevée, mais nous obtenons d'ores et déjà un ajustement concluant, qui est présenté sur la figure III.17. La masse du trou noir est seulement de  $5 \cdot 10^6 M_\odot$ , et rapport masse/luminosité de 2.2 dans la bande *I*. Le modèle MGE a été calculé par M. Cappellari et J. Falcón-Barroso. La représentation de l'espace orbital sur la figure III.18.

Il est très intéressant de remarquer que malgré la ressemblance avec NGC 4621 du point de vue cinématique, ainsi que du point de vue de la fraction des orbites en contre-rotation (en bas à droite sur la Fig. III.18 pour NGC 7332 et en bas sur la Fig. II.23, p. 64 pour NGC 4621), l'espace orbital se révèle très différent. En effet, si l'on répète la représentation de la Fig. II.24, à savoir le nombre d'orbites circulaires en fonction du rayon, on s'aperçoit qu'alors que NGC 4621 semble être composé de deux disques nucléaires en contre-rotation, avec une partie extérieure ayant peu d'orbites circulaires, la situation semble plutôt inversée pour NGC 7332 (Fig. III.19). En effet, la fraction d'orbites circulaires ( $\eta_i : |i| \geq 6$ ) est négligeable

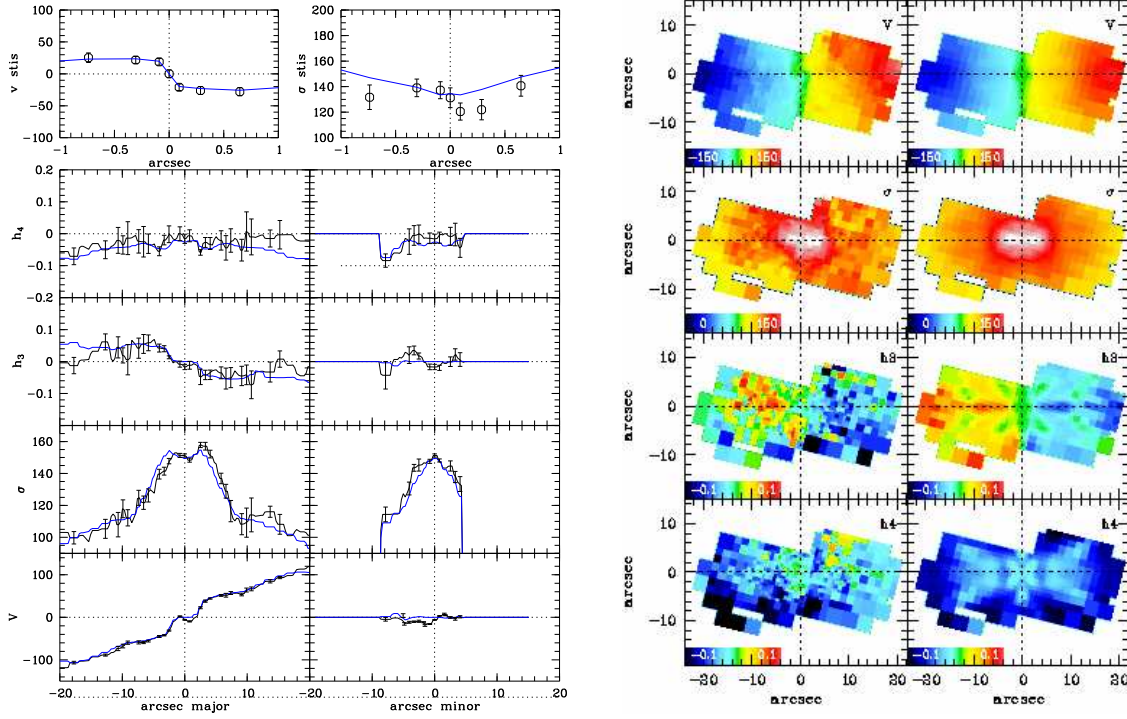


FIG. III.17 – *Modèle de Schwarzschild à trois IDM de NGC 7332 et sa comparaison avec les données STIS et saurON.*

jusqu'à  $10''$ , puis on observe une augmentation brusque pour les orbites progrades. Cependant cette augmentation se produit à la limite du champ contraint par les données, donc il faut être prudent. Il est par contre très clair que la structure orbitale est totalement différente :

1. La partie extérieure ( $E = 10 - 14$ ) est caractérisée par deux composantes en contre-rotation très nettement séparées, symétriques par rapport à  $L_z$ , avec une valeur moyenne de  $\eta_i : |i| = 4$ .  $I_3$  est en moyenne de  $\zeta_j : j = 5$ . La double-structure se dissipe à  $E = 9$  et disparaît à  $E = 8$ .

2. La partie intérieure ( $E = 5 - 8$ ) est totalement différente car unimodale, avec une concentration d'orbites à faible moment cinétique ( $\eta_i : |i| \sim 1$ ) et à fort  $I_3$  (tubes fins). En se rapprochant du centre, les orbites ont tendance à devenir majoritairement en rotation rétrograde.

L'interprétation est *a priori* plus difficile ici quant à l'identification des orbites appartenant au CCR, les fortes composantes en contre-rotation semblant davantage appartenir à la partie extérieure au cœur cinématique observé. Cependant, ce résultat est extrêmement probant, tendant à démontrer que le CCR cinématique de NGC 7332 c.-à-d. celui qui est visible dans les PVLV, cache une structure en contre-rotation bien plus vaste, qui s'étend jusqu'à  $10''$ . Il serait donc physiquement incorrect de ne vouloir estimer la masse du cœur en ne sélectionnant que les orbites qui font disparaître le CCR. En fait, si l'on regarde bien le profil de dispersion de la galaxie le long de l'axe principal (Fig. III.17, p. 84), on s'aperçoit qu'il existe une augmentation ponctuelle de la pente de la courbe vers  $10''$ , ce qui correspond exactement au

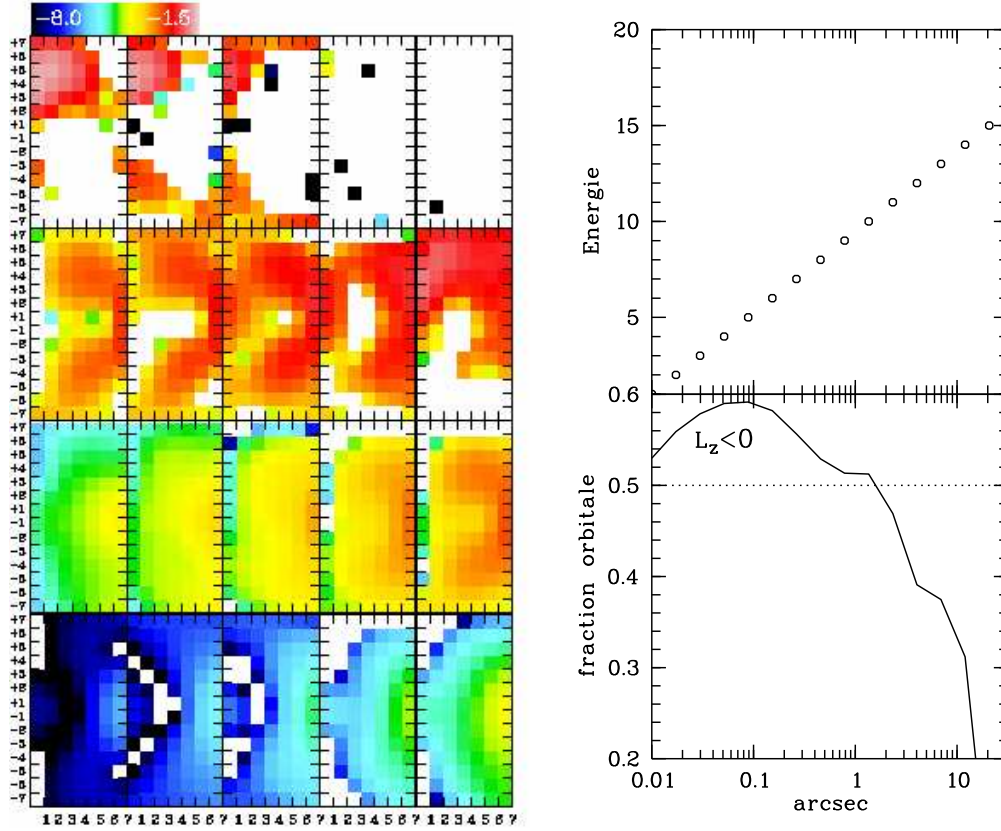


FIG. III.18 – Espace orbital de NGC 7332 (gauche) et correspondance des énergies pour chaque coupe (haut et droite). Fraction d’orbites en contre-rotation en fonction du rayon (bas et droite). Les coupes en énergie vont de 1 à 20 de gauche à droite et de bas en haut.

rayon au-delà duquel la double-structure en rotation pro- et rétrograde disparaît dans l’espace orbital au profit d’orbites progrades uniquement. Ainsi, même si *a priori* en ne s’intéressant qu’à la cinématique de NGC 7332 et NGC 4621 on peut émettre l’hypothèse que les deux objets ont connu un épisode de fusion de galaxies avec un rapport de masse similaire, on s’aperçoit en étudiant leur dynamique avec l’outil ici présenté que leur composition orbitale tend à démontrer le contraire. En effet, si l’on calcule la contribution orbitale du CCR dynamique (en opposition au CCR cinématique qui n’est que la partie visible) à la masse totale de la galaxie, on trouve une valeur de 14%, ce qui est très nettement supérieur à la fraction de masse du CCR des deux autres objets étudiés, pour laquelle les CCR dynamique et cinématique sont pratiquement confondus. Cette méthode permet donc de séparer ce genre de dégénérescence, ce qui est très utile lorsqu’on essaie de contraindre des simulations numériques de fusions de galaxies. Dans ce contexte général, il apparaît donc clairement qu’il est nécessaire de répertorier la signature orbitale des CDC, de manière à ne pas confondre cinématique et dynamique.

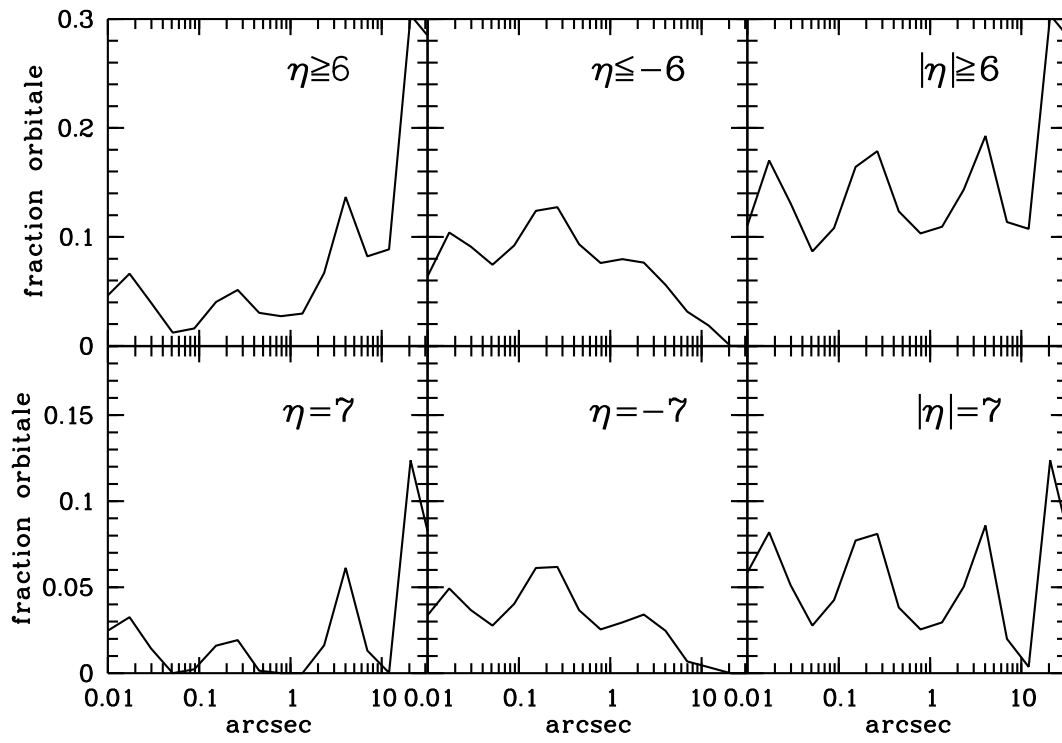


FIG. III.19 – Nombre d'orbites circulaires en fonction du rayon du modèle de Schwarzschild à trois IDM de NGC 7332.

## *Références*

- Bender, R. & Surma, P. 1992, *Astron. Astrophys.*, Nottingham  
258, 250
- Rieke, G. H. & Lebofsky, M. J. 1985, *Astrophys. J.*, 288, 618
- Falcón-Barroso, J. 2002, PhD thesis, University of



## CHAPITRE IV

# *Extension de la méthode de Schwarzschild : Modélisation des indices de raies*

**D**E nombreuses approches existent pour la modélisation dynamique des galaxies, dont l'approche de la superposition des orbites, que nous avons utilisé dans ce travail de manière extensive. Nous avons montré qu'il est possible d'isoler les structures observées dans l'espace des intégrales premières dans un modèle reproduisant la dynamique d'une galaxie de manière satisfaisante. Nous avons mis en évidence la signature orbitale de trois CCR, et souligné l'importance de réaliser cette étude pour la totalité des objets de l'échantillon. Dans ce chapitre, nous allons présenter une nouvelle méthode qui tire profit de la structure du modèle de Schwarzschild, qui permet d'ajouter une dimension supplémentaire à ce dernier : la couleur. En effet, nous allons ajouter des contraintes supplémentaires en considérant les indices de raies des galaxies, qui sont naturellement mesurées avec **SAPRON** ou OASIS. Cette méthode devrait à terme permettre de connaître la signature orbitale en termes d'indices de raies des CDC, et promet donc d'être un outil extrêmement puissant pour lier la dynamique interne des CDC à leurs populations stellaires.

Nous allons présenter le principe de la méthode, les détails techniques, ainsi qu'une applications préliminaire à NGC 4150. Nous terminerons par les perspectives pour ce genre de méthode.

### *1. Principe*

Le but ultime de cette méthode est simple : obtenir un indice de raie pour chaque orbite. On utilisera la même librairie d'orbites pour les indices de raies que pour les autres contraintes. Les deux phases cinématique et indices de raies sont ici totalement distinctes. En effet, les indices de raies attribués à chaque orbite ne modifieront en aucun cas la dynamique, n'ayant aucune influence ni sur la masse, ni sur les propriétés cinématiques. Il est donc naturel de commencer par calculer un modèle de Schwarzschild classique, comme nous l'avons décrit au § 5., p. 48. Ensuite, il s'agit de travailler sur la librairie d'orbites qui en découle, ainsi que des poids de chaque orbite qui permettent de reconstruire l'ensemble des contraintes d'autoconsistance et de cinématique. Nous verrons dans les perspectives qu'il est

préférable d'ajuster dynamique et indices de raies simultanément, mais nous allons présenter ici une méthode intermédiaire et plus simple à mettre en oeuvre. Supposons donc qu'à la sortie de la procédure de Schwarzschild nous obtenions la librairie d'orbites qui peut être écrite mathématiquement sous forme matricielle  $[A_{ij}]$ , dont les indices  $i$  et  $j$  numérotent respectivement les contraintes et les orbites. De cette manière, la colonne  $j$  de cette matrice représente la contribution de l'orbite  $j$  de la librairie à l'ensemble des contraintes du modèle. De la même manière, la ligne  $i$  de la matrice contient la contribution à la contrainte  $i$  de l'ensemble de la librairie d'orbites. Supposons ensuite que le modèle dynamique dont découle la librairie contienne  $N_o$  orbites et  $N_c$  contraintes. Ensuite, soit  $[\omega_j]$  le vecteur à  $N_o$  éléments contenant les poids optimaux tels que si le vecteur  $[b_i]$  à  $N_o$  éléments représente l'ensemble des observables du modèle on obtienne :

$$[A_{ij}] \cdot [\omega_j] = [b_i]$$

Le vecteur  $[\omega_j]$  est bien évidemment obtenu en utilisant la procédure MCNN. Regardons plus en détail la structure d'une matrice orbitale typique dans la figure IV.1.

$$\begin{array}{c}
 \begin{array}{ccccc}
 \text{Orbite 1} & & \text{Orbite } j & & \text{Orbite } N_o \\
 \downarrow & & \downarrow & & \downarrow \\
 \left[ \begin{array}{ccccc}
 A_{1,1} & \dots & A_{1,j} & \dots & A_{1,N_o} \\
 \vdots & & \ddots & & \vdots \\
 A_{N_m,1} & \dots & A_{N_m,j} & \dots & A_{N_m,N_o}
 \end{array} \right] & & & & \left. \begin{array}{l} N_m \text{ Contraintes} \\ \text{de} \\ \text{masse} \end{array} \right\} \\
 \left[ \begin{array}{ccccc}
 A_{N_m+1,1} & \dots & A_{N_m+1,j} & \dots & A_{N_m+1,N_o} \\
 \vdots & & \ddots & & \vdots \\
 A_{N_m+N_v,1} & \dots & A_{N_m+N_v,j} & \dots & A_{N_m+N_v,N_o}
 \end{array} \right] & & & & \left. \begin{array}{l} N_v \text{ Contraintes} \\ \text{de} \\ \text{vitesse} \end{array} \right\} \\
 \left[ \begin{array}{ccccc}
 A_{N_c-N_{gh},1} & \dots & A_{N_c-N_{gh},j} & \dots & A_{N_c-N_{gh},N_o} \\
 \vdots & & \ddots & & \vdots \\
 \vdots & & \ddots & & \vdots \\
 A_{N_c,1} & \dots & A_{N_c,j} & \dots & A_{N_c,N_o}
 \end{array} \right] & & & & \left. \begin{array}{l} N_{gh} \text{ Contraintes} \\ \text{de moments} \\ \text{supérieurs} \end{array} \right\}
 \end{array}
 \end{array}$$

FIG. IV.1 – Matrice orbitale  $[A_{ij}]$  typique d'un modèle de schwarzschild dynamique.

L'hypothèse cruciale suivante est que les indices de raies sont des grandeurs linéaires, c.-à-d. que nous pouvons appliquer la superposition orbitale. Cette suposition est acceptable au premier ordre (Worthey 1994), et permet donc de reconstruire les cartes de profondeurs de raies à partir de l'indice de raie de chaque orbite donné par le vecteur  $[\omega_j]$ . Nous supposons que pour un échantillon spatial  $k$ , l'indice de raie associé  $LS_k$  est le résultat de la superposition de l'intensité totale de chaque orbite et de son indice de raie. Si l'on appelle  $ls_j$  l'indice de raie de l'orbite  $j$ , et en respectant les notations de la figure IV.1, on peut donc écrire :



$$\forall k = 1, \dots, N_b \quad LS_k = \sum_{j=1}^{N_o} \frac{\omega_j \cdot A_{k,j}}{m_k} \cdot ls_j$$

L'indice  $k$  numérote tous les échantillons spatiaux pour lesquels l'indice de raie  $LS_k$  est connu. Autrement dit, l'on se retrouve avec un nouveau problème matriciel au moindres carrés :

$$[O_{kj}] \cdot [ls_j] = [LS_k]$$

$$\text{où } O_{kj} = \frac{\omega_j \cdot A_{kj}}{m_k}$$

Les poids  $[w_j]$  sont connus de la procédure MCNN précédente, et les masses  $m_k$  également de l'ajustement. Il reste à extraire la sous-matrice  $[A_{kj}]$  correspondant aux éléments contenant le poids total de chaque orbite dans chaque échantillon pour lequel on cherche à ajuster l'indice de raie.

Nous avons donc écrit un programme en C qui extrait cette sous-matrice du fichier de la librairie d'orbites. Il lit ensuite les poids et les masses dans les fichiers de sortie du modèle dynamique, et modifie en conséquence la matrice pour obtenir  $[O_{kj}]$ . Ensuite, il reste à appliquer l'algorithme MCNN afin de calculer les indices de raies des orbites  $ls_j$ . Finalement, il suffit de reconstruire les cartes ajustées en multipliant la matrice modifiée par les indices de raies des orbites, et d'y réassocier l'information spatiale.

## 2. Résultats préliminaires

Nous avons testé la méthode sur les cartes d'indices de raies de NGC 4150. Nous ne présenterons ici que le résultat pour  $H_\beta$ . L'ajustement est donné sur la Fig. IV.2, ainsi que l'indice  $H_\beta$  des orbites dans la représentation orbitale habituelle, à comparer avec l'espace orbital du modèle dynamique (Fig. III.13, p. 81). L'ajustement retenu se contente de 48 orbites, ce qui vient du fait que l'on n'applique pas de régularisation ici. Il en résulte un indice de raie moyen de l'ordre de  $10^4$ , du fait qu'une orbite peut occuper un grand volume dans l'espace réel. Nous reviendrons sur ce problème au paragraphe suivant. En ce qui concerne l'ajustement, celui-ci est tout à fait acceptable.

## 3. Perspectives

Nous avons montré qu'il est possible de reconstruire convenablement les cartes d'indices de raies obtenues avec **SAUPON**, en utilisant la librairie d'orbites modifiée fournie par le modèle dynamique de Schwarzschild. La construction du modèle suppose une géométrie axisymétrique également pour les indices de raies, ce qui ne pose pas de problème fondamental. Finalement, nous avons représenté la valeur des indices de raies dans l'espace des intégrales  $(E, L_z, I_3)$ , qui permet d'associer visuellement un indice de raie à chaque orbite. Nous avons constaté que l'état actuel de l'algorithme ne permettait pas d'émettre des conclusions physiques, la distribution d'indices de raies dans l'espace des intégrales étant très irrégulière. Il conviendra donc dans un prochain temps d'implémenter la régularisation également dans la procédure

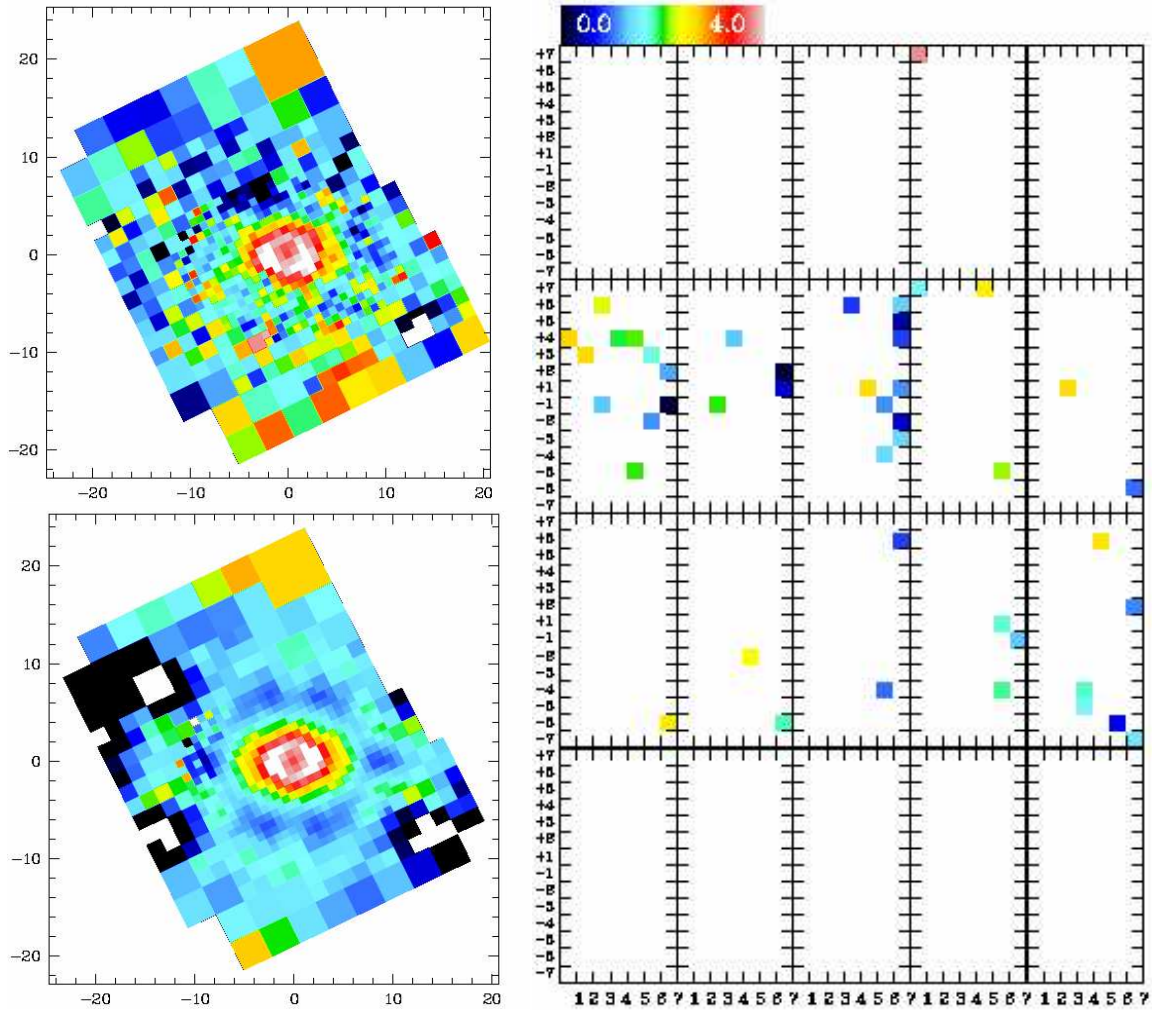


FIG. IV.2 – Ajustement de la carte **SAURON** de l'indice de raie  $H_\beta$  pour NGC 4150. En haut et à gauche : données sauron. En bas à gauche : ajustement MCNN. A droite : Espace orbital des indices de raies en échelle de couleur logarithmique : 0 équivaut à  $10^0 = 1$ . L'unité est en indice de raie.

de colorisation des orbites, afin d'obtenir une structure dans l'espace des intégrales qui ne varie pas d'une simulation à une autre.

L'implémentation actuelle souffre d'un autre problème important. Les ajustements des paramètres cinématiques et des indices de raies sont découplés entièrement. On trouve ainsi une solution dans un espace réduit. De manière à obtenir un minimum global du  $\chi^2$ , il est nécessaire d'ajuster simultanément indices de raies, cinématique et contraintes de masse. Cette étape nécessite cependant une réécriture du code, en impliquant des changements supplémentaires.

## *Références*

Worthey, G. 1994, *Astrophys. J., Suppl. Ser.*, 95, 107



# Conclusion et Perspectives

**L**ES CDC sont à l'heure actuelle des objets répertoriés et leur étude se résume souvent à l'analyse de données longue-fente. Nous avons montré dans un premier temps que les données intégrales de champ sont des outils bien adaptés pour permettre leur détection ainsi que leur étude. Nous avons discuté leur place dans le contexte général du débat sur la formation et l'évolution des galaxies, à savoir que ceux-ci contiennent sans doute des preuves de vestiges d'interactions ou de fusions entre galaxies. Dans la perspective de comprendre les mécanismes de formation des CDC et de déterminer leur lien avec les galaxies sans structure centrale particulière, quelques études ont d'ores et déjà été menées. Elles ont notamment montré des points communs entre les différents objets comme l'augmentation brusque de l'indice de raie  $Mg_2$  (Bender & Surma 1992), ou l'absence de propriétés spécifiques dans leur photométrie (Carollo et al. 1997). Nous avons réalisé un certain nombre de modèles dynamiques à trois IDM qui nous ont permis d'établir une stratégie permettant de détecter la signature dynamique du CDC. Nous avons vu ensuite que sur les trois objets étudiés, des points communs se dégagent, à savoir que les orbites appartenant au CCR ont un fort moment cinétique et une énergie comprise dans un certain intervalle, ce qui favorise l'hypothèse de l'accrétion de gaz par la galaxie hôte, avec formation stellaire ultérieure (l'accrétion directe d'étoiles ne peut pas créer de structure dynamiquement froide). Nous avons en outre mis en évidence la différence entre CDC cinématique et CDC dynamique : pour NGC 4621 et NGC 4150 les composantes internes en rotation rétrograde appartenant au CCR et les composantes externes progrades sont bien séparées spatialement. A contrario, la situation est totalement différente pour NGC 7332 comme nous avons pu le voir, où la composante en contre-rotation est probablement plus massive, et si on en croit un scénario de fusion, ferait intervenir un objet accrété plus massif, malgré la petite taille apparente ( $1''$ ) du CCR cinématique. De plus, NGC 7332 possède du gaz en contre-rotation à plus large échelle selon les cartes cinématiques **SaDron** (Falcón-Barroso 2002), ce qui favorise l'hypothèse d'accrétion d'une grande quantité de gaz.

## 1. Interpréter les espaces orbitaux

Bien que la méthode présentée ici soit prometteuse, l'interprétation des espaces orbitaux reste néanmoins une branche très récente, et il est difficile de s'affranchir d'une partie de subjectivité. Une grande partie du problème réside dans l'interprétation physique de la régularisation : comment faut-il régulariser et pourquoi ? L'argument de stabilité intra-orbital et inter-modèle reste un constat ad-hoc malgré tout. La question reste donc ouverte de savoir si la modélisation de Schwarzschild est réellement une "bonne" méthode et si elle produit des résultats vérifiables par exemple par des simulations N-corps.

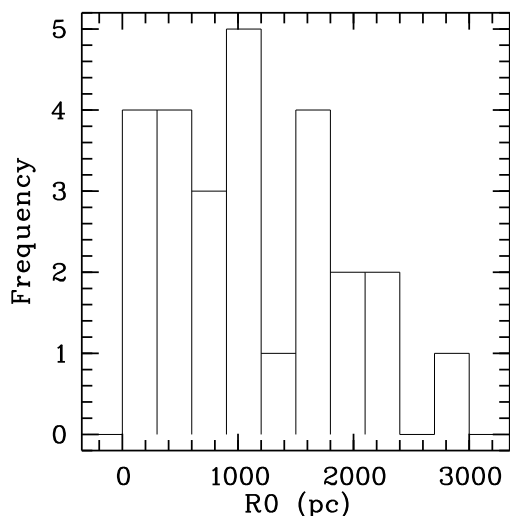


FIG. 1: *Histogramme de la taille des CDC de l'échantillon. La taille en parsec correspond à celle calculée en utilisant les distances données au Tableau (ii), p. 15.*

Nous avons apporté un élément de plus qui permettra d'augmenter la quantité d'information accessible, et donc de diminuer la part de subjectif dans l'interprétation des orbites : la modélisation des indices de raies. Si en effet il s'avère que la version régularisée produise des résultats interprétables physiquement, ceux-ci permettront de mieux comprendre l'espace orbital dynamique.

## 2. Contraindre des simulations numériques de fusions de galaxies

Le but final de cette étude est de répertorier la signature orbitale de l'échantillon total de CDC, pour ensuite réaliser des statistiques. Celles-ci permettront de mettre en évidence des classes d'objets de même type dynamique, et de découvrir des dichotomies éventuelles. Il est clair que l'étude devra être poursuivie pour les objets ne présentant pas de signes externes de CDC, ceux-ci pouvant également abriter des structures dynamiques découplées mais invisibles sur les cartes de vitesses (p.ex. NGC 4550, Faundez et al. 2000). L'ensemble des statistiques sur les elliptiques permettra de détecter les CDC dynamiques et d'en répertorier les fractions de masses en contre- ou en co-rotation impliquées, et donc de contraindre les simulations numériques du modèle hiérarchique de formation.

### 2.1. Statistiques sur l'échantillon

Nous pouvons d'ores et déjà réaliser quelques statistiques sur l'échantillon total, afin de découvrir d'éventuelles corrélations entre différents paramètres physiques et morphologiques. Carollo et al. (1997) ont tenté d'établir un lien entre la dichotomie cuspides/coeurs, ainsi que de voir s'il existait une règle quelconque sur la taille intrinsèque des coeurs. Nous allons ici répéter certaines de ces expériences avec notre échantillon plus large, et en rajoutant certains paramètres physiques nous allons tenter de lier d'autres paramètres.

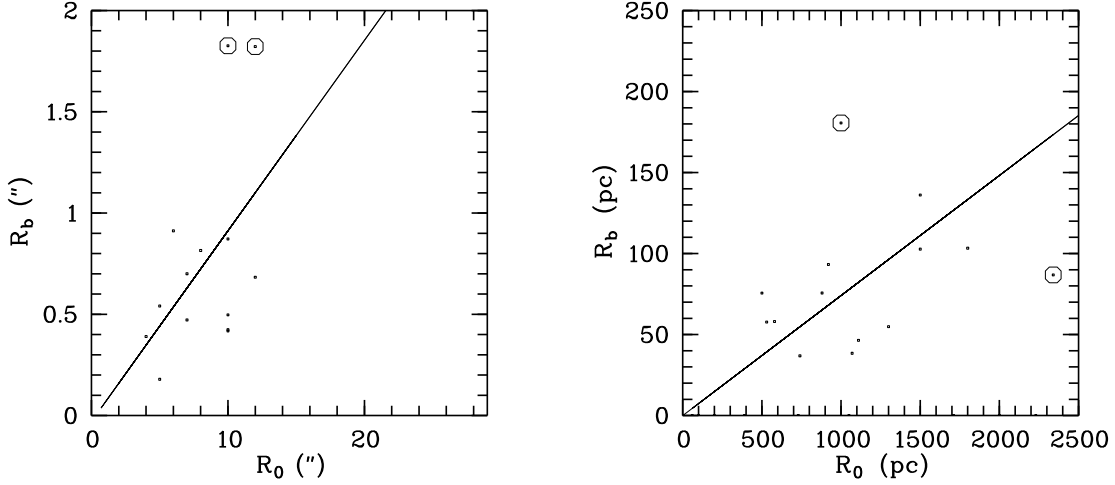


FIG. 2 – *Corrélation entre la taille des CDC ( $R_0$ ) et le rayon de coeur  $R_b$ . La pente est de 10, et le coefficient de détermination  $R^2 = 0.2$ . Si on exclut les galaxies IC 1459 et NGC 4278 (points encadrés), on obtient  $R^2 = 0.3$ , en ne changeant que sensiblement la pente.*

La figure 1 illustre l’histogramme de la taille des CDC connus à ce jour. Bien qu’il semble difficile de conclure sur l’éventuelle existence de différents modes dans la distribution, il est clair que la moyenne se trouve vers 1 kpc, et que les objets semblent se concentrer davantage vers des tailles inférieures à cette valeur (60%). L’écart-type se trouve vers 700 pc. Ce résultat est d’autant plus fort qu’il existe certainement un biais observationnel dû à la résolution spatiale souvent limitée.

Nous avons ensuite tenté de répondre à la question de savoir si l’on pouvait lier la cinématique des CDC à leur photométrie haute résolution (la plupart des coeurs ont des dimensions à la limite de ce qui est observable sans optique adaptative). Le paramètre naturel qui semble se porter pour cette analyse est le rayon  $R_b$  ou “break-radius”, mesurant une propriété morphologique spécifique (le rayon auquel la pente logarithmique de la distribution de lumière change) et nucléaire. La figure 2 illustre le fait qu’il existe bel et bien une corrélation entre  $R_b$  et  $R_0$ , malgré le nombre réduit à 15 objets dont  $R_b$  est connu. En effet, le coefficient de corrélation est de  $R = 0.45$ , ce qui est significatif pour un échantillon de cette taille (risque de 5%, test unilatéral). Si on retire les deux galaxies NGC 4278, qui n’est pas un CCR (§ 2.4.3., p. 18), et IC 1459, on obtient même  $R = 0.56$ . Certes, il sera impératif d’effectuer ce test sur un grand nombre d’objets, si possible pour l’échantillon total.

En outre, il n’existe pas de corrélation significative entre  $R_0$  et le rayon effectif  $R_e$ , donc pas de rapport entre la taille de la galaxie hôte et celle de son satellite accréteur si l’on raisonne en termes de fusion. De même, aucune corrélation entre la taille du coeur et la masse du trou noir central ne peut être mise en évidence pour l’instant.

## 2.2. Indices de raies

Il est ensuite intéressant d’étudier la composition chimique des CDC, en essayant d’en tirer des propriétés systématiques. En effet, Bender & Surma (1992) ont montré que sur les 4 objets observés (NGC 4365, NGC 4406, NGC 4494 et NGC 5322), deux d’entre eux montraient

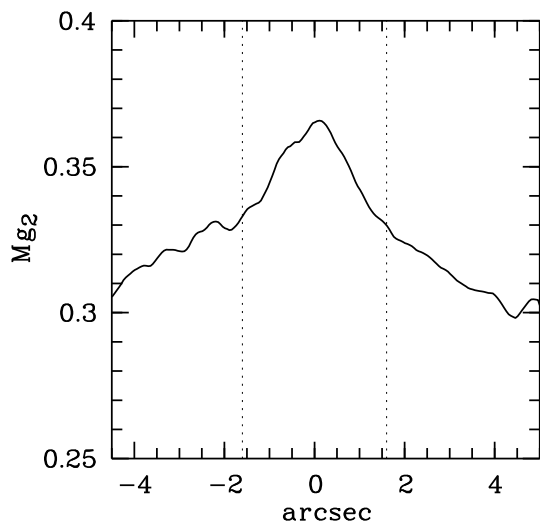


FIG. 3: Coupe moyennée sur  $1''$  du profil  $Mg_2$  de NGC 4621 le long du grand axe. Les lignes pointillées verticales représentent le rayon où la pente change brusquement.

une nette modification dans la pente du profil radial de l'indice moléculaire  $Mg_2$  (NGC 4365 et NGC 4494) exactement au rayon  $R_0$  où le CDC devient visible. Il en est de même pour les deux autres objets, mais à un niveau de significativité inférieur. Nous avons illustré sur la figure II.11 la carte de  $Mg_2$  de NGC 4621 sur le champ OASIS. Représentons ici plus en détail ce profil le long du grand axe de la galaxie, et pour augmenter le S/N, moyennons l'image sur  $1''$ . Le résultat est donné à la figure 3. Il apparaît un saut dans la pente vers  $1,6''$ , comme pour les autres objets. Pour clarifier le lien avec la cinématique, nous avons représenté à la figure 4 le contour correspondant à la coupure superposé avec la CVN. Le résultat montre que les deux contours coïncident, suggérant que l'augmentation en métallicité est due à la présence du CCR.

Il faut être très prudent cependant quant aux conclusions qui suivent de ce genre d'analyse. En effet, il est difficile de lier les propriétés chimiques et cinématiques sur le plan projeté du ciel. Certes, pour NGC 4150 par exemple, la conclusion que le CCR provient d'une accréation de gaz avec formation stellaire ultérieure permet de bien rendre compte des observations, mais n'écarte pas d'autres hypothèses pour autant. En effet, nous avons montré l'existence de deux composantes stellaires en contre-rotation au centre de la galaxie, créant une structure allongée et double-piquée dans la dispersion des vitesses. Aucun indice ne nous permet d'attribuer l'augmentation de l'indice  $H_\beta$  à l'une ou l'autre des deux populations stellaires en contre-rotation. Il est clair qu'une identification dans l'espace orbital des indices de raies s'impose, se qui souligne l'importance de développer une méthode modélisant les indices de raies comme nous l'avons tenté au dernier chapitre. L'étude systématique de la totalité des objets de l'échantillon permettra donc non seulement de comprendre la structure dynamique des CDC, mais également de la relier aux populations stellaires. Les simulations numériques devront donc rendre compte non seulement de la structure de l'espace orbital des galaxies, mais aussi de sa couleur.



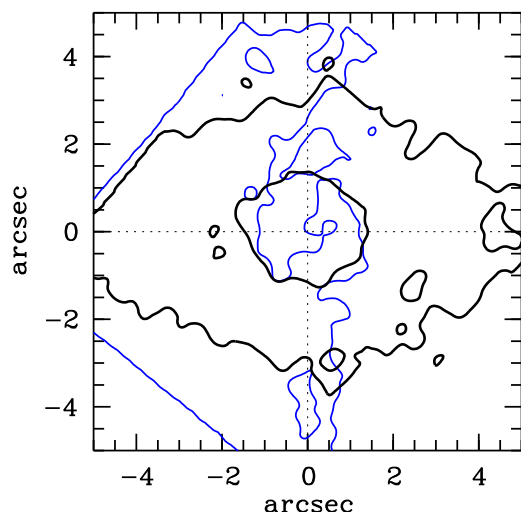


FIG. 4: Contour de la carte de l'indice de raie  $Mg_2$  (contours 0.3 et 0.337, trait épais) superposé à la CVN de NGC 4621 (trait fin). Le contour central  $Mg_2$  correspond à celui où la pente change brusquement (Fig.3).

### 2.3. Modélisations triaxiales

Un autre point important devant être souligné dans ces perspectives est le fait que pour l'instant, l'ensemble des analyses menées concerne des modèles axisymétriques. Bien que les objets étudiés en détail ici se prêtent bien à cette géométrie, il est clair que dans le cadre d'une théorie impliquant un grand nombre de fusions, le caractère triaxial de la dynamique des galaxies doit être considéré. Certes, la diffusion dynamique régularise d'une certaine manière les composantes dynamiques, en réduisant le paramètre de triaxialité. Cela se traduit par le fait que nous n'observons dans les CDC étudiés ici que deux composantes clairement séparées dynamiquement, provenant de la fusion la plus récente (une galaxie fusionne en moyenne une fois en  $2 \cdot 10^9$  années à  $z = 0.9$  selon Le Fèvre et al. (2000)). Cependant, il existe des objets ne pouvant clairement pas être étudiés avec des modèles à symétrie axiale, comme NGC 4365 pour lequel  $\Psi = 45^\circ$ , ou encore NGC 4589 pour lequel la CVN du bulbe se situe à  $45^\circ$  du grand axe photométrique. Il sera donc nécessaire dans le souci d'étudier la totalité des CDC de mettre au point des nouvelles méthodes de modélisation numérique triaxiale. Une méthode de Schwarzschild est déjà en développement au sein du consortium **saupon**, et il s'agira de transposer les méthodes présentées ici pour l'étude des CDC à ce nouveau type de modélisations dynamiques.

## Références

- Bender, R. & Surma, P. 1992, *Astron. Astrophys.*, 258, 250
- Carollo, C. M., Franx, M., Illingworth, G. D., & Forbes, D. A. 1997, *Astrophys. J.*, 481, 710+
- Falcón-Barroso, J. 2002, PhD thesis, University of Nottingham
- Faundez, S., Kenney, J., & Murphy, E. 2000, *American Astronomical Society Meeting*, 196, 0
- Le Fèvre, O., Abraham, R., Lilly, S. J., et al. 2000, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 311, 565



## *Annexes*

### *A. A 60 pc counter-rotation core in NGC 4621*

## B. Détails techniques des spectrographes de type TIGRE

### B.1. **saupon**

Characteristic	Mode	
	LR	HR
Spatial sampling	0'94	0'27
Field-of-view	41" × 33"	11" × 9"
Spectral resolution (FWHM)	4.2 Å	3.6 Å
Spectral Window	4810–5350 Å	
Wavelength Coverage	4500–7000 Å	
Number of object lenslets	1431	
Number of sky lenslets	146	
Grism	514 lines mm <sup>-1</sup>	
Spectral sampling	1.1 Å pix <sup>-1</sup>	0.9 Å pix <sup>-1</sup>
Instrumental dispersion ( $\sigma$ )	105 km s <sup>-1</sup>	90 km s <sup>-1</sup>
Spectra separation/PSF ratio	1.4	2.3
Important spectral features	H $\beta$ , [OIII], Mg $\delta$ , FeI, [NI]	
Calibration lamps	Ne, Ar, W	
Telescope	William Herschel 4.2-m	
Detector	EEV12 2148 × 4200	
Pixel size	13.5 $\mu$ m	
Efficiency (instrument/total)	≈ 35/15%	

TAB. B..1 – Détails des différents modes du spectrographe **saupon**.

### B.2. OASIS

Name	Grism	Useful wavelength limits		Dispersion Å/pixel	Resolving power	AOB beamsplitter
		Lambda inf (Å)	Lambda sup (Å)			
LR2	R150	8650	10370	4.74	1000	I
MR0	O300	4150	4930	2.13	1059	50-50
MR1	O300	4760	5558	2.15	1210	V
MR2	R300	6210	7008	2.17	1525	R
MR3	R300	8346	9152	2.23	1965	I
MR4	O300	5502	6324	2.16	1375	R
MR5	R300	6940	7764	2.19	1710	R
MR6	R300	7685	8455	2.21	1880	I
MR7	R300	9150	9896	2.25	2220	I
HR1	B600	4852	5196	0.99	2530	V
HR2	B600	5118	5484	1.00	2650	V
HR3	O600	6209	6549	0.99	3215	R
HR4	O600	6492	6838	1.00	3335	R
HR5	R600	8435	8749	0.87	4295	I

TAB. B..2 – Détails des différents modes du spectrographe OASIS.

## C. Implémentation d'une couche utilisateur sous MIDAS du code de superposition orbitale de Schwarzschild

Bien que l'algorithme utilisé ici pour la méthode de Schwarzschild ait été fourni par E. Verolme et M. Cappellari du consortium **saupon**, nous avons écrit un certain nombre de scripts MIDAS afin de lancer des grilles de modèles de manière semi-automatique, ainsi que pour traiter et visualiser le grand nombre de données découlant de ces modèles. En effet, les outils existent mais sous forme de scripts IDL, ne permettant pas leur portabilité compte tenu du caractère payant du logiciel.

Nous allons dans ce paragraphe énumérer les différents sous-programmes créés, et résumer leur fonction.

- `onemodel.prg` Calcule un modèle de Schwarzschild à partir des paramètres d'entrée.
- `schwarzgrid.prg` Calcule une grille de modèles.
- `plotmodel.prg` Représente les coupes le long des axes principaux de la galaxie de la comparaison modèle/données pour la cinématique.
- `plotsauron.prg`, `plotoasis.prg` Représente les cartes cinématiques du modèle ou des données sur les champs OASIS ou **saupon**.
- `int_space.prg` Représente les poids orbitaux et réalise quelques statistiques.

## Résumé

Les galaxies elliptiques ne sont des objets astronomiques très simples qu'en apparence : leur forme parfaitement régulière et ellipsoïdale est davantage le vestige d'une histoire tumultueuse semée d'interactions gravitationnelles avec d'autres galaxies plutôt que le signe d'un stade primitif dans leur vie. En effet, ces deux dernières décennies ont révélé la complexité de ces objets au niveau de leur cinématique interne, et surtout récemment avec le spectrographe intégral de champ **sapiRON** qui a permis de dresser la structure bidimensionnelle de la vitesse de nombreuses galaxies elliptiques. La compréhension de la formation et de l'évolution de ces objets est un enjeu majeur de l'astrophysique contemporaine. La théorie hiérarchique de formation et d'évolution des galaxies, selon laquelle une galaxie est le résultat de nombreuses interactions et de fusions d'objets moins massifs, est à l'heure actuelle la mieux soutenue par les observations. Ainsi, elle permet de rendre compte de structures complexes telles les galaxies à coeur cinématiquement distinct, dans lesquelles on observe un brusque changement dans la courbe de rotation. Certains de ces objets montrent même une inversion dans le sens de rotation de la partie interne. De nombreuses études ont été réalisées pour comprendre les mécanismes de formation de ces coeurs, et la plupart d'entre elles semblent nécessiter l'apport d'un corps externe voire la fusion de deux galaxies. Dans ce travail nous réalisons dans un premier temps un catalogue de ces objets, afin d'en dégager les conclusions majeures. Dans un second temps nous présentons une méthode permettant d'extraire la signature orbitale de ces structures découplées en utilisant une modélisation dynamique de Schwarzschild. Nous appliquons cette méthode à trois objets dont nous disposons des données intégrales de champ, et tentons d'en extraire les principaux points communs. Finalement nous soulignons la valeur de cette méthodologie pour contraindre les modèles hiérarchiques de formation.

## Abstract

Elliptical galaxies may look like very simple astronomical objects. However, their simple regular and ellipsoidal shape is rather the sign for a tumultuous past involving many gravitational interactions with neighbouring galaxies than the proof of a primitive state in their lives. Indeed, the last two decades have revealed the complexity of these objects in terms of their inner kinematics, especially recently thanks to the integral field spectrograph **sapiRON**. The bidimensional kinematical fields of numerous objects have thus been drawn using this instrument. The understanding of the formation and evolution of these galaxies is a major research axis in modern astrophysics. The hierarchical formation history theory, which states that a given galaxy is the result of numerous fusions of smaller objects is at the present time the most promising among all. It can thus account for complex structures such as kinematically distinct cores, which are strongly decoupled structures in the rotation curves. Some of these galaxies even show counter-rotating central substructures. Many scenarii have been imagined to create such kinematical structures, most often involving external components. In this work we will first review all known kinematically distinct cores to date. Secondly, we will present a method to characterize the orbital signature of these cores using dynamical Schwarzschild models. We will then apply this method to three newly discovered counter-rotating cores using integral field spectrography data. Finally, we will discuss the importance of such a methodology in the prospect of constraining the hierarchical model.